

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie électrique et de génie informatique

TOMODENSITOMÉTRIE À TEMPS DE VOL DE PHOTONS

Mémoire de maîtrise
Spécialité : génie électrique

Julien ROSSIGNOL

Sherbrooke (Québec) Canada

Décembre 2019

MEMBRES DU JURY

Réjean FONTAINE

Directeur

Yves BÉRUBÉ-LAUZIÈRE

Codirecteur

Charles-Antoine BRUNET

Évaluateur

Jean-François PRATTE

Évaluateur

RÉSUMÉ

L'amélioration continuelle des technologies d'imagerie médicale supporte les spécialistes du milieu de la santé dans leur exploration des structures complexes du vivant autant pour la recherche que pour le diagnostic clinique. La tomodensitométrie (TDM) joue un rôle clé en radiologie grâce à son excellente résolution spatiale et à sa rapidité. Une des plus importantes considérations dans la conception de nouveaux systèmes de TDM est la réduction de la dose de radiations tout en maintenant la même qualité de l'image. Cette modalité d'imagerie médicale anatomique est actuellement limitée par un mauvais rapport contraste sur dose qui en fait, de loin, la plus importante contributrice aux expositions à de la radiation ionisante pour usage médical.

La présence de collimateurs pour retirer les photons de rayons X qui ont diffusé dans le patient, réduit la sensibilité des détecteurs, ce qui entraîne l'utilisation d'une dose plus élevée que nécessaire. La détection des photons diffusés réduit le contraste, cause des artéfacts et génère des imprécisions dans l'image reconstruite. Ce phénomène est tout particulièrement problématique dans les scanners à faisceaux coniques où l'angle solide du système de détection favorise la détection d'un plus grand nombre de photons diffusés. Ce travail de recherche propose une nouvelle approche, la TDM par temps de vol de photons, pour identifier les photons qui ont diffusé et les retirer des données recueillies. Pour ce faire, il faut modifier le scanner TDM traditionnel pour y mettre une source de rayons X pulsée et un système de détection avec une bonne résolution temporelle qui doivent être synchronisés ensemble. La faisabilité de cette méthode a d'abord été étudiée par une série de simulations effectuées avec le logiciel GATE, puis une preuve de concept a été réalisée expérimentalement.

Les résultats obtenus dans le cadre de ce travail de maîtrise démontrent une différence dans les mesures statistiques du temps de vol des photons diffusés et primaires. Cette différence est d'un ordre de grandeur suffisant pour être exploitée afin d'implémenter l'approche proposée. Pour un volume important, de la taille d'un abdomen humain, une réduction du bruit de diffusion de 296% à 4% est obtenue dans notre montage de simulation sans aucune gigue temporelle, ce qui permet d'augmenter le rapport contraste sur bruit de 110% ou de réduire la dose d'un facteur 4. Les artéfacts de coupe sont aussi réduits de 24,7% à 0,8% et l'imprécision de l'atténuation reconstruite est amélioré de -26,3% à 0,78%. Ces deux phénomènes empêchent actuellement, dans les scanners à faisceau conique commerciaux, de faire une comparaison quantitative de l'atténuation mesurée d'un patient à l'autre. Avec une gigue temporelle de 100 ps de largeur à mi-hauteur, 75% du bruit de diffusion peut être retiré avec cette technique. Cette preuve de concept permet de conclure que la TDM à temps de vol est une approche prometteuse pour la réduction du bruit de diffusion sans utiliser de collimateurs.

Mots-clés : Tomodensitométrie à faisceau conique, temps de vol de photons, bruit de diffusion, rejet de la diffusion, diffusion Compton, source de rayons X pulsée, imagerie médicale, imagerie par rayons X

À celle qui m'aura un peu trop entendue parler de photons,
Annie

REMERCIEMENTS

Je l'ai répété plusieurs fois dans la dernière année, la maîtrise est avant tout un défi humain avant d'être un défi technique. Toutefois, j'ai eu la chance de côtoyer pendant ces années des personnes fantastiques qui auront su me donner ce dont j'avais besoin pour faire mes études au deuxième cycle. J'espère pouvoir compter sur eux pour les prochaines années, car le doctorat s'annonce être un autre défi !

D'abord, je tiens à remercier l'équipe du CERN, Rosanna, Stefan, Etienne et Paul pour leur accueil généreux qui aura permis de finalement faire sortir ma recherche du monde de la simulation. Ce fut une expérience incroyable avec vous ! Un merci tout particulier à Paul qui m'a accepté dans son laboratoire en un clin d'oeil et Rosanna pour m'avoir forcé à essayer une dernière fois !

Je veux aussi prendre un moment pour remercier toute l'équipe et les collaborateurs du GRAMS. Ce que j'ai accompli, c'est d'abord grâce à vous, autant par le travail que vous avez accompli que par votre engagement pour faire de ce milieu de travail plus qu'un laboratoire de recherche ordinaire. Un gros merci particulièrement à Jonathan, Jonathan, Arnaud, Nadia, Marc-André, Audrey, Larissa, Louis et Caro qui m'ont appuyé depuis mes débuts dans le laboratoire comme stagiaire à l'hiver 2014 (mon dieu, ça fait un bout !). Merci aussi à David de m'avoir rejoint dans l'équipe du TOF-CT, ça fait du bien de ne plus être seul !

Merci aussi à Yves, mon codirecteur, tu auras su me donner les meilleurs conseils, aux meilleurs moments. Sans ton apport humain et technique, je serais sûrement encore en train de me casser la tête ! Merci Réjean de m'avoir attrapé et de m'avoir attendu avec ce projet sorti des nuages. Je ne comprends pas encore comment tu as fait aussi rapidement pour savoir qu'il était fait pour moi. C'est peut-être parce qu'on pense un peu de la même manière ! J'ai bien hâte de voir les défis que tu me réserves pour la suite.

Merci à ceux qui m'auront entendu parler (trop) de photons et de simulations pendant deux ans, mes amis et ma famille. Vous êtes nombreux à m'avoir aidé au travers de cette aventure, au travers de vos propres projets. Merci à la meilleure et au meilleur, Catherine et Joël, j'espère pouvoir vous supporter dans votre maîtrise comme vous l'avez fait pour moi.

Finalement, merci Annie, ma moitié. Tu auras su m'endurer quand je ne pouvais pas me sortir la tête de mes simulations, interrompant nos soirées pour aller voir mes résultats. Merci d'avoir accepté de me perdre pour l'Europe pendant trois mois, je te promets, la prochaine fois, tu viens avec moi. J'écris ces mots de Suisse justement et je m'ennuie de toi.

Merci, je vous aime d'un amour profond et sincère.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
1.1	Mise en contexte	1
1.2	Définition et objectifs du projet de recherche	2
1.3	Contributions originales	3
1.4	Plan du document	3
2	Tomodensitométrie	5
2.1	Introduction à la TDM	5
2.2	Interactions photons et matière	6
2.2.1	Diffusion Rayleigh	7
2.2.2	Diffusion Compton	8
2.2.3	Effet photoélectrique	9
2.3	Contraste	11
2.4	Émission des photons en TDM	12
2.5	Mesures des photons en TDM	14
2.5.1	Sensibilité	15
2.5.2	Résolution spatiale	16
2.6	Mesures individuelles de photons	17
2.6.1	TDM avec mesures en énergie	17
2.6.2	Tomographie de diffusion	18
2.7	Conclusion	20
3	Bruit de diffusion	21
3.1	Effets du bruit de diffusion	21
3.2	Réduction du bruit de diffusion	23
3.3	Réjection matérielle du bruit de diffusion	24
3.4	Techniques d'estimation du bruit de diffusion	25
3.4.1	Par mesures	26
3.4.2	Par modélisation	27
3.5	Techniques de correction du bruit de diffusion	27
3.6	Conclusion	28
3.7	Retour sur la question de recherche	28
4	RÉDUCTION DU BRUIT DE DIFFUSION AVEC LA TOMODENSI- TOMÉTRIE À TEMPS DE VOL	31
4.1	Avant-propos	31
4.2	Time-of-Flight Computed Tomography - Proof of Principle	33
4.3	Introduction	33
4.3.1	TOF-CT principle	36
4.4	Material and methods	37
4.4.1	Common simulation setups	37

4.4.2	Reference setup	38
4.4.3	Timing behavior of scattered photons	39
4.4.4	Influence of the object thickness	39
4.4.5	Influence of photon energy	40
4.4.6	Influence of source-to-detector distance	40
4.4.7	Discrimination quality	40
4.4.8	TSR window size selection	41
4.4.9	Image quality improvements	41
4.4.10	Experimental proof-of-concept	43
4.5	Results	45
4.5.1	Timing behavior of scattered photons	45
4.5.2	Influence of the object thickness	45
4.5.3	Influence of photon energy	45
4.5.4	Influence of source-to-detector distance	47
4.5.5	Discrimination quality.	47
4.5.6	TSR window size selection	48
4.5.7	Image quality improvements	49
4.5.8	Experimental proof-of-concept	50
4.6	Discussion	51
4.7	Conclusion	53
5	CONCLUSION	55
5.1	Sommaire	55
5.2	Contributions	56
5.3	Travaux futurs	56
	LISTE DES RÉFÉRENCES	59

LISTE DES FIGURES

2.1	Schéma de l'arrangement d'un scanner en TDM en éventail (gauche) et d'une prise de mesure dans une projection (droite) [77].	5
2.2	Coupe abdominale d'un humain prise par un scanner TDM [10]	6
2.3	Schéma de la diffusion Compton d'un photon [17].	8
2.4	Angle de diffusion Compton des photons de 20 à 200 keV [76].	9
2.5	Schéma de l'absorption d'un photon par effet photoélectrique [17].	10
2.6	Atténuations causées par l'effet photoélectrique et la diffusion Compton en fonction de l'énergie des photons incidents pour des tissus mous et osseux [78].	11
2.7	Exemple d'un spectre d'émission d'un tube à rayons X [34].	12
2.8	Exemple de scanners avec un faisceau en éventail (gauche) et un faisceau conique (droite) [72].	14
2.9	Scanners commerciaux en éventail (gauche) [49] et à faisceau conique (droite) [50].	15
2.10	Diagrammes des deux techniques de détection les plus utilisées. A, détecteur avec scintillateur et B, détection directe [81].	16
2.11	Incertitude spatiale à la moitié et au quart du diamètre.	17
2.12	Schéma simplifié d'une acquisition en tomographie de diffusion Compton [75].	19
2.13	Ellipse de réponse obtenue à partir du temps de vol d'un photon diffusé [14].	20
3.1	SPR en fonction de l'angle du cône à travers différentes parties du corps [69].	22
3.2	Contraste en fonction du SPR [69].	23
3.3	Simulation d'un abdomen sans bruit (haut gauche) et avec bruit (haut droite) de diffusion [9] et acquisition d'un cylindre d'eau avec profil de ligne surimposée (bas) [5].	24
3.4	Schéma d'une source en éventail avec un bloqueur à faisceau qui génère une zone d'ombre au centre du système de détection [45].	26
4.1	Two examples of TOF-CT implementations (a) with timestamps and (b) with gating.	36
4.2	Reference setup for single projection simulations.	38
4.3	Setup for water cylinder simulations.	41
4.4	Phantom used for image quality assessment simulations.	42
4.5	Setup of experimental proof-of-concept experiment.	44
4.6	TOF delay of detected scattered photons according to the different scattering processes in a 200 mm thick PMMA phantom	45
4.7	TOF delay of detected scattered photons with phantoms of varying thicknesses from 50 to 200 mm.	46
4.8	Cumulative histograms of the TOF delays of detected scattered photons according to incident photon energy with a 1653 mm source to detector distance and a 100 mm thick PMMA phantom.	46

4.9	Cumulative histograms of the TOF delays of detected scattered photons according to the source-to-detector distance with 120 keV incident photon energy and a 100 mm thick PMMA phantom.	47
4.10	SPR after TSR according to initial SPR for timing jitters from 0 to 1000 ps.	48
4.11	SPR and fraction of discarded primary photons according to W	49
4.12	Slice of a reconstructed 3D image of a simulated water cylinder with two bone inserts : (a) before TSR and (b) after TSR	50
4.13	Horizontal line profiles of the reconstructed slices of figure 4.12.	50
4.14	Histograms of the delays between trigger and detection : (a) without beam-blocker, (b) with beam-blocker, and (c) mean timestamp per estimated photon energy.	51

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
ASIC	Application specific integrated circuit
CBCT	Cone-beam computed tomography - Tomodensitométrie à faisceau conique
CT	Computed tomography - Tomodensitométrie
CNR	Contrast to noise ratio - Rapport contraste sur bruit
FWHM	Full-width half-max - Largeur à mi-hauteur
PET	Positron emission tomography
SiPM	Silicon photomultiplier
SMOG	Synchronize-moving-grid
SNR	Signal to noise ratio - Rapport signal sur bruit
SPR	Scattered to primary ratio - Rapport des photons diffusé sur les photons primaires
TDM	Tomodensitométrie
TdV	Temps de vol
TEP	Tomographie d'émission par positrons
TOF	Time-of-flight
TSR	TOF scatter rejection

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Mise en contexte

Grâce aux avancées en imagerie médicale, les experts du domaine de la santé sont mieux équipés pour observer et comprendre les structures complexes du vivant. En alliant l'imagerie fonctionnelle, comme la tomographie d'émission par positrons, à l'imagerie anatomique, comme l'imagerie par résonance magnétique ou la tomodensitométrie (TDM), il est possible d'observer précisément la répartition de molécules à travers des structures anatomiques *in vivo*.

En TDM, l'augmentation de la qualité des images et la diminution du temps d'acquisition ont permis d'en faire une technologie essentielle que l'on retrouve dans la majorité des centres hospitaliers et des laboratoires de recherches cliniques et précliniques. Toutefois, de nombreux enjeux persistent tout particulièrement en imagerie préclinique et pédiatrique où la dose de radiations transmise au sujet est un facteur limitant [2]. Les efforts de réduction de la dose transmise ont entraîné l'apparition de scanners à comptage individuel de photons qui possèdent un meilleur rapport signal sur bruit que les scanners à intégration de flux, ces derniers étant la norme sur le marché [26], [59].

L'une des plus importantes sources de bruit dans les systèmes actuels est le bruit causé par la diffusion (Compton et Rayleigh) de photons vers le système de détection [63]. Ce bruit de diffusion est d'autant plus prévalent dans les scanners à faisceau conique qui sont utilisés pour leurs avantages sur la réduction du temps d'acquisition, la dose et la résolution spatiale [70]. La présence de photons diffusés dans les mesures freine la démocratisation des scanners à faisceaux coniques en causant des effets indésirables comme la diminution du rapport contraste à bruit, des artéfacts dans l'image reconstruite et des imprécisions dans l'atténuation mesurée. Ce type de scanner est pour le moment presque exclusivement utilisé en médecine dentaire où le faible volume imagé génère une quantité tolérable de bruit de diffusion. De nombreuses approches ont été proposées pour réduire l'effet des photons diffusés en TDM. Pour les scanners commerciaux actuels, une grille antidiffusante, qui bloque mécaniquement une portion des photons diffusés est utilisée, mais ses performances sont insuffisantes pour les scanners à faisceau conique [64].

1.2 Définition et objectifs du projet de recherche

Les mesures individuelles de photons se sont démocratisées dans les dernières années grâce au développement de détecteurs plus précis et la miniaturisation de l'électronique temps réel embarquée. Le projet de recherche présenté dans ce mémoire propose d'exploiter la différence de parcours des photons diffusés dans le sujet au travers d'une mesure du temps de vol des photons individuels pour retirer des données recueillies les photons diffusés. Pour ce faire, le présent travail de recherche vise à évaluer une nouvelle implémentation de scanners TDM permettant de discriminer en temps réel les photons diffusés pour mitiger leurs effets sur la qualité de l'image, sur le contraste et sur la dose de radiations transmise au sujet.

Ainsi, sachant la problématique importante liée au bruit de diffusion dans les scanners à faisceau conique et la pertinence d'une approche de correction basée sur une mesure de temps de vol, la question de recherche du projet est la suivante :

Comment discriminer les photons diffusés en tomodensitométrie par une mesure du temps de vol de photons provenant d'une source pulsée pour obtenir une amélioration de la qualité de l'image ?

L'objectif principal du projet de recherche est de développer une procédure pour discriminer les photons diffusés, par le biais de la diffusion Compton et la diffusion Rayleigh, des photons transmis en utilisant la mesure du temps de vol de photons individuels ainsi qu'une source de rayons X pulsée en tomodensitométrie. Cette discrimination permettra de réduire l'effet du bruit de diffusion sur la qualité de l'image et sur la dose de radiations transmise. Les résultats de la recherche devront servir de devis pour le développement de technologies permettant la conception éventuelle d'un premier prototype de scanner basé sur la mesure du temps de vol en TDM. De cet objectif découlent quatre objectifs spécifiques.

Le premier objectif spécifique est de définir un algorithme de discrimination des photons diffusés et primaires (ayant traversé le sujet sans subir de diffusion) basé sur la mesure du temps de vol.

Le deuxième objectif est d'évaluer en simulation les caractéristiques requises de la source de rayons X et du système de détection. Il sera notamment nécessaire d'établir l'influence de la gigue temporelle sur le rapport des photons diffusés sur les photons primaires. Une conclusion sur la faisabilité de la méthode devra pouvoir être tirée des résultats obtenus.

Le troisième objectif est d'évaluer les effets de la technique développée sur la qualité de l'image et de la dose de radiation transmise pour confirmer si elle permet de réduire significativement les effets indésirables du bruit de diffusion.

Le quatrième objectif est de réaliser une preuve de concept expérimentale pour confirmer que l'approche simulée est plausible. Cette expérience permettra aussi d'identifier les éléments problématiques pour la conception d'un premier scanner TDM utilisant cette technologie.

1.3 Contributions originales

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire a permis de définir une toute nouvelle méthode pour réduire les effets du bruit de diffusion en TDM qui a le potentiel de rendre possible l'utilisation à grande échelle des scanners à faisceau conique et de diminuer la dose de radiations transmise au patient. Il s'agit de la première approche capable d'identifier individuellement les photons qui ont diffusé dans le sujet. En ce sens, elle permet d'envisager de nouvelles approches en TDM pour également exploiter l'information des photons diffusés. En plus de définir la méthode, le travail permet aussi d'identifier une partie des requis techniques nécessaires pour l'implémentation d'un système utilisant la mesure du temps de vol en TDM.

1.4 Plan du document

La première partie du mémoire présente le contexte scientifique et technique du travail de recherche nécessaire pour cerner l'approche proposée. Le chapitre 2 s'attarde sur le principe de la tomodensitométrie en mettant un accent important sur les concepts physiques et leurs exploitations. Le chapitre 3 présente le bruit de diffusion, ses effets et les techniques utilisées pour réduire son impact sur la qualité de l'image. Le chapitre 4 sert de transition vers l'article du chapitre 5, en présentant brièvement le cheminement vers l'approche proposée. Le chapitre 6 propose une conclusion sur le travail de recherche ainsi que des avenues pour la suite du développement de la TDM à temps de vol. À la fin du document, les références utilisées, incluant celles de l'article, sont présentées en utilisant le style de l'IEEE.

CHAPITRE 2

Tomodensitométrie

2.1 Introduction à la TDM

La tomodensitométrie, en anglais *computed tomography* (CT), est une modalité d'imagerie médicale anatomique qui permet de produire une image du coefficient d'atténuation des rayons X à l'intérieur d'un sujet. Durant un scan, le volume à imager est bombardé par des photons ayant une énergie généralement entre 20 et 140 keV (rayons X). Un détecteur mesure ensuite l'intensité du rayon qui traverse le volume. Cette mesure est faite sur toute la largeur du sujet et dans toutes les directions ce qui permet de reconstruire une image 2D de l'atténuation des rayons X sur une tranche du sujet. Une succession de tranches est ensuite imagée pour produire une image en 3D. La figure 2.1 (gauche) présente un arrangement classique d'un scanner en TDM. La figure 2.1 (droite) présente un schéma de l'acquisition d'une projection, plusieurs centaines de projections sont nécessaires pour produire une image [77].

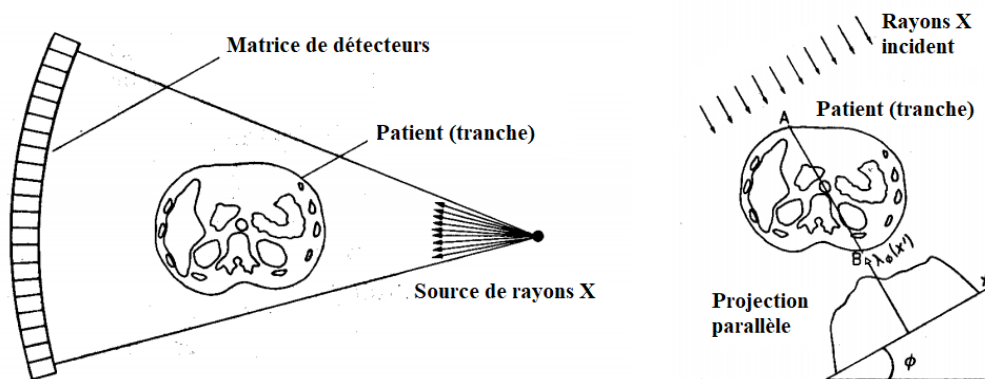


Figure 2.1 Schéma de l'arrangement d'un scanner en TDM en éventail(gauche) et d'une prise de mesure dans une projection (droite) [77]. Les mesures prises en éventail sont replacées en parallèle dans des projections durant la reconstruction.

Puisque l'atténuation dépend du numéro atomique efficace et de la densité électronique [29], les os atténuent le faisceau de façon plus importante que les muscles ou bien le gras, ce qui permet de différencier les structures à l'intérieur du sujet. La figure 2.2 donne un exemple du résultat d'une acquisition d'une tranche d'un abdomen humain.

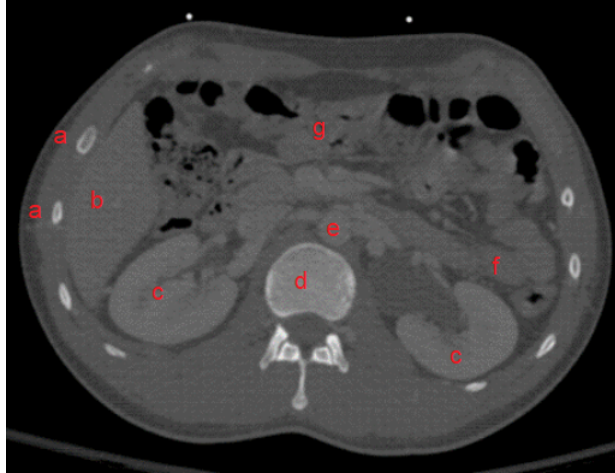


Figure 2.2 Coupe abdominale d'un humain prise par un scanner TDM [10]. On y voit les côtes (a), le foie (b), les reins (c), la colonne vertébrale (d), l'aorte (e), l'intestin grêle (f) et le gros intestin (g).

2.2 Interactions photons et matière

En TDM, le coefficient d'atténuation total des rayons X est reconstruit. Celui-ci est défini comme :

$$\mu = \mu_{\text{photoélectrique}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Rayleigh}}, \quad (2.1)$$

où μ est le coefficient d'atténuation total, $\mu_{\text{photoélectrique}}$, μ_{Compton} et μ_{Rayleigh} sont les atténuations causées par les trois interactions entre les photons et la matière qui peuvent survenir aux énergies utilisées en TDM ; respectivement l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la diffusion Rayleigh.

Ces trois interactions contribuent à réduire l'intensité du faisceau de photons traversant le volume et influencent le contraste entre les différents tissus en TDM. Certaines variantes utilisant d'autres mesures que l'atténuation totale ont été développées. Par exemple, la tomographie par diffusion Compton où l'on reconstruit spatialement la densité électronique du sujet en mesurant la distribution des diffusions Compton dans celui-ci [48]. La diffusion Rayleigh et la diffusion Compton sont aussi responsables du bruit de diffusion, un effet indésirable tout particulièrement présent dans les scanners à faisceau conique, qui sera abordé dans le chapitre 3.

2.2.1 Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh (ou cohérente) se produit lorsqu'un photon interagit avec un atome entier, résultant en une collision élastique. Le photon incident est alors diffusé (dévié) sans subir de perte d'énergie.

La quantité de photons diffusés de façon cohérente dépend du numéro atomique efficace et de l'énergie des photons incidents selon :

$$P_{\text{Rayleigh}} \propto \frac{Z_{\text{eff}}^{\frac{8}{3}}}{E^2}, \quad (2.2)$$

où P_{Rayleigh} est la probabilité de subir une diffusion Rayleigh, Z_{eff} est le numéro atomique efficace et E est l'énergie du photon incident.

Le numéro atomique efficace permet de représenter l'effet équivalent d'un composé d'atomes sur l'ensemble des phénomènes radiatifs comme les interactions photons et matière. Le numéro atomique efficace varie en fonction de l'énergie des photons incidents [35]. Pour un élément pur, le numéro atomique efficace correspond à son numéro atomique, ainsi, plus un atome a un numéro atomique élevé plus il cause de diffusion Rayleigh. Pour un composé d'atome, le numéro atomique efficace représente son équivalent si le composé n'était fait que d'un seul atome. La longueur d'onde (énergie) du photon fait varier l'effet Rayleigh parce qu'il est de

Cette interaction est caractéristique aux photons de basses énergies. Aux niveaux énergétiques d'intérêts pour la TDM, un maximum d'environ 10% des photons est diffusé par la diffusion Rayleigh et cette proportion diminue d'autant plus que l'énergie augmente [77]. Toutefois, puisque ces photons contiennent des informations sur le numéro atomique efficace, de nouvelles techniques l'utilisent pour faire des images [21],[22],[30]. Quelques auteurs ont avancé qu'une évaluation de la diffusion Rayleigh n'est pas nécessaire [83] compte tenu de sa faible proportion en TDM, une approche rejetée par une série de recherches produites subséquemment [64].

Dans un processus de diffusion Rayleigh, les photons ne subissent pas de perte énergétique. Ils ne peuvent donc pas être différenciés des photons qui ont traversé le sujet sans interagir via la mesure en énergie. L'angle de diffusion moyen des photons Rayleigh diminue avec l'énergie des photons incidents aux énergies de la TDM. À ces énergies, la majorité des photons est diffusée avec des angles faibles ($< 10^\circ$).

2.2.2 Diffusion Compton

La diffusion Compton (ou incohérente) se produit lorsqu'un photon interagit avec un électron faiblement lié à son atome. L'électron est alors éjecté de l'atome emportant avec lui une portion de l'énergie du photon incident (figure 2.3). Le photon incident est alors diffusé en subissant une perte d'énergie équivalente [17].

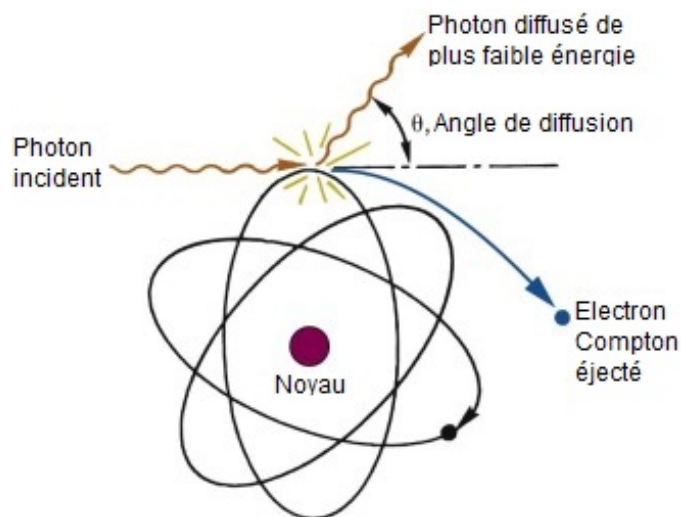


Figure 2.3 Schéma de la diffusion Compton d'un photon [17].

La quantité de photons subissant une diffusion Compton est moins dépendante de l'énergie des photons comparativement à la diffusion Rayleigh, mais est proportionnelle à la densité électronique des matériaux traversés selon :

$$P_{\text{Compton}} \propto \frac{\rho}{E}, \quad (2.3)$$

où P_{Compton} est la probabilité de subir une diffusion Compton, ρ est la densité électronique et E est l'énergie du photon incident. La densité électronique correspond à la quantité d'électrons par unité de masse. Généralement, on utilise la densité électronique efficace qui correspond au nombre d'électrons efficaces, donc au numéro atomique efficace, par unité de masse, exprimée en électrons par gramme [35].

La diffusion Compton domine pour les photons à hautes énergies, puisque sa proportion diminue moins rapidement que les autres interactions. Les photons peuvent être diffusés à plusieurs reprises à l'intérieur du volume, compliquant l'extraction de l'information utile de ces photons. L'angle de déviation du photon incident dépend directement de l'énergie perdue lors de la diffusion :

$$E_{\text{diff}} = \frac{E_{\text{inc}}}{1 + \left(\frac{E_{\text{inc}}}{mc^2}\right)(1 - \cos\theta)}, \quad (2.4)$$

où E_{diff} est l'énergie du photon diffusé, E_{inc} est l'énergie du photon incident, mc^2 est l'énergie au repos de l'électron et θ est l'angle de diffusion.

Cette équation est utilisée en tomographie par diffusion Compton pour reconstruire des images à partir des lignes de réponses courbes obtenues grâce aux angles de déviation des photons. Ensuite, l'équation de Klein-Nishina permet de faire le lien entre la distribution angulaire des photons et la densité électronique du milieu diffusant.

Comme pour la diffusion Rayleigh, l'angle de diffusion moyen des photons diminue avec l'augmentation de l'énergie, comme le montre la figure 2.4. Toutefois, à une énergie donnée, l'angle de diffusion moyen est plus grand pour la diffusion Compton que pour la diffusion Rayleigh.

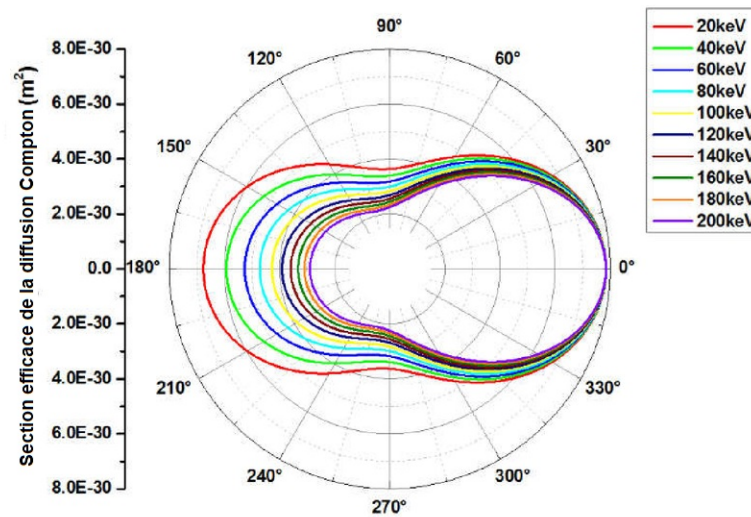


Figure 2.4 Angle de diffusion Compton des photons de 20 à 200 keV [76].

2.2.3 Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique se produit lorsqu'un photon est totalement absorbé par un atome, transmettant l'énergie vers un de ses électrons qui se libère (figure 2.5). L'énergie du photon incident doit être suffisante pour libérer l'électron. Conséquemment, une augmentation marquée de l'absorption par effet photoélectrique apparaît lorsque l'énergie des photons incidents dépasse l'énergie de liaison des électrons de la couche K, la couche la plus proche du noyau. L'électron libéré perd très rapidement son énergie dans le milieu environnant. Il

est difficile de détecter ces électrons puisqu'ils ne parcourent pas une distance significative. Lors de la perte d'énergie de l'électron et lors de sa libération, il est possible que celui-ci cause l'émission de nouveaux photons, mais, aux énergies d'intérêt pour la TDM, ceux-ci ne sont généralement pas assez d'énergétiques pour traverser une épaisseur importante de tissus biologiques [17].

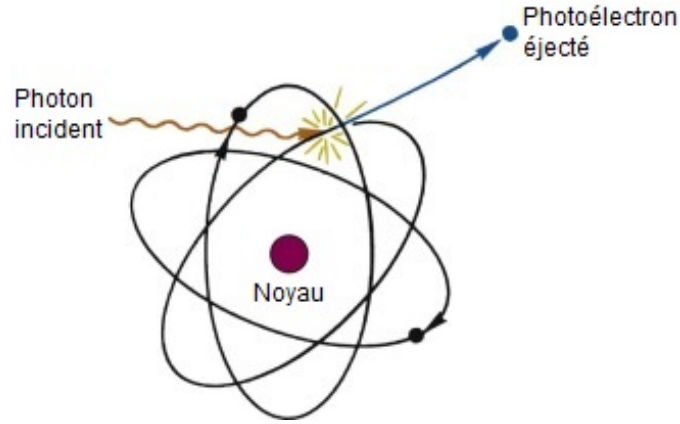


Figure 2.5 Schéma de l'absorption d'un photon par effet photoélectrique [17].

Cette interaction dépend fortement du numéro atomique efficace et diminue rapidement avec l'augmentation de l'énergie du photon incident. Cependant, la prévalence de l'effet photoélectrique augmente drastiquement lorsque l'énergie du photon incident dépasse l'énergie de liaison de certaines couches électroniques, pour ensuite recommencer à diminuer selon l'équation :

$$P_{\text{PE}} \propto \frac{Z_{\text{eff}}^3}{E^3}, \quad (2.5)$$

où P_{PE} est la probabilité de subir une absorption photoélectrique, Z_{eff} est le numéro atomique efficace et E est l'énergie du photon incident.

Le seuil d'énergie auquel la diffusion Compton devient plus importante que l'effet photoélectrique se situe directement dans la plage énergétique utilisée en TDM. C'est l'effet photoélectrique qui permet d'obtenir un bon contraste entre les tissus en TDM et entre les énergies en TDM biénergie. Toutefois l'impossibilité de détecter les sous-produits de l'effet photoélectrique empêchent d'en retirer des informations pertinentes directement comme on peut le faire avec la diffusion Compton et la diffusion Rayleigh.

2.3 Contraste

La figure 2.6 présente l'importance de l'effet photoélectrique et de la diffusion Compton en fonction de l'énergie pour des tissus mous et des os. La diffusion Rayleigh n'est pas représentée, car elle est présente en beaucoup plus faible proportion que les deux autres effets. À basses énergies (< 20 keV), peu de photons sont en mesure de traverser les tissus biologiques et à plus hautes énergies (> 150 keV), il n'y a pas assez de photons qui interagissent avec la matière pour obtenir un bon contraste dans les images ; la plage énergétique est ainsi bornée.

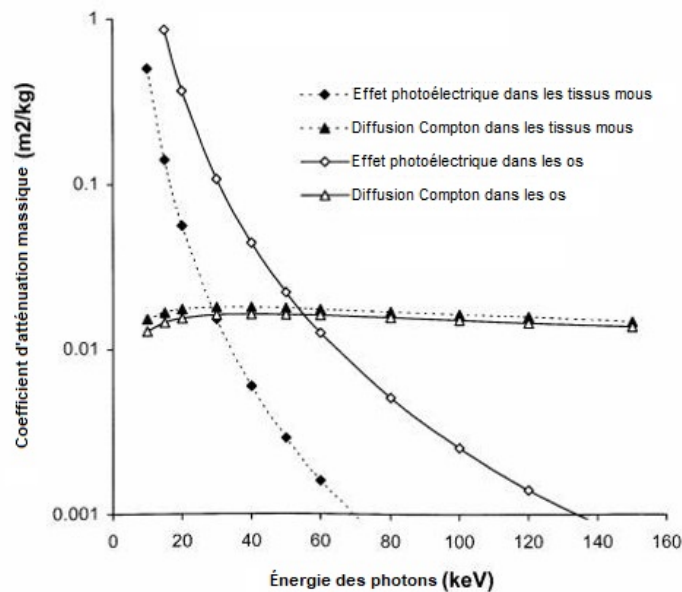


Figure 2.6 Atténuations causées par l'effet photoélectrique et la diffusion Compton en fonction de l'énergie des photons incidents pour des tissus mous et osseux [78].

L'effet photoélectrique, contrairement à la diffusion Compton, génère un bon contraste (une grande différence d'atténuation) entre les tissus mous et les os sur toute la plage énergétique. Idéalement, il serait intéressant de faire les acquisitions aux énergies où l'effet photoélectrique est dominant pour profiter de ce bon contraste. Cependant, l'atténuation à ces énergies est généralement trop forte pour que les photons traversent une épaisseur importante de tissus biologiques, des énergies plus élevées sont donc requises. À plus de 60 keV, la diffusion Compton est l'effet dominant, mais ne génère pas un bon contraste.

Ainsi, le contraste en TDM est faible de par la nature de la mesure. On quantifie généralement le contraste à l'aide du rapport contraste sur bruit (CNR), puisque pour bien visualiser des différences de tissus, la différence de mesure doit être plus importante que les variations causées par les phénomènes de bruit. Le contraste augmente proportionnelle-

ment au nombre de photons détectés alors que le bruit est proportionnel à la racine carrée du nombre de photons. Il est donc possible d'améliorer le CNR en augmentant la dose de radiation transmise et donc le nombre de photons. Le mauvais CNR inhérent à la TDM est la cause de l'importante dose de radiations utilisée pour cette modalité.

2.4 Émission des photons en TDM

Les photons sont émis par un tube à rayons X qui est constitué d'une anode et d'une cathode, généralement en tungstène, placées dans un tube à vide. Une haute tension est appliquée entre la cathode et l'anode, ce qui entraîne l'éjection d'électrons par la cathode lorsque celle-ci est chauffée par le courant dans le tube. Ces électrons sont accélérés jusqu'à atteindre l'anode où leur freinage abrupte entraîne des émissions de photons X par Bremsstrahlung et leur absorption fait apparaître des raies caractéristiques. L'énergie maximale de ces photons correspond au potentiel du tube, c'est-à-dire. 100 keV pour un potentiel de 100 kV. Le nombre de photons est proportionnel au courant dans le tube.

Le spectre en énergie de ce type de tube à rayons X est continu (voir figure 2.7) puisque la majorité des photons est générée par le freinage d'un électron par un noyau de tungstène de l'anode. L'énergie du photon X est équivalente à la perte d'énergie de l'électron lors du freinage. Des raies caractéristiques apparaissent dans le spectre puisque des électrons sont éjectés de leur atome par les électrons incidents. La perte d'énergie d'un électron libre qui comble le trou laissé par l'électron éjecté émet des photons de rayons X à des énergies précises.

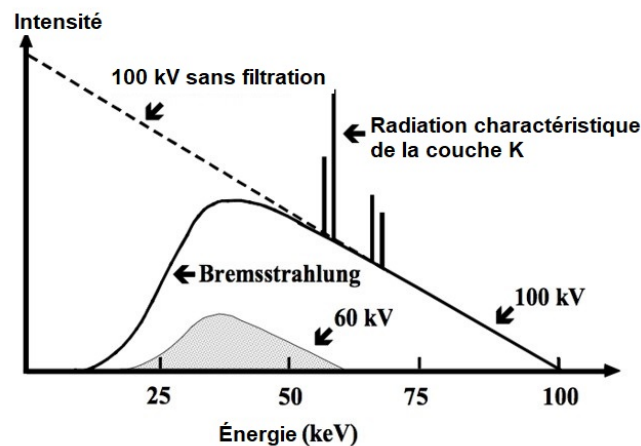


Figure 2.7 Exemple d'un spectre d'émission d'un tube à rayons X [34].

L'un des facteurs de bruit les plus importants dans un système d'imagerie par rayons X provient de la source d'émission des rayons X. Dans les algorithmes de reconstruction, il

est supposé qu'une quantité constante de photons est émise dans chacune des directions. Or, les photons sont émis dans des directions aléatoires. Cela cause une disparité naturelle entre les taux d'émission dans chacune des directions et contribuant à un bruit sur le signal.

Pour contrer cet effet, chacun des détecteurs dans chaque projection doit être exposée suffisamment longtemps pour que les disparités statistiques soient beaucoup plus petites que les valeurs mesurées. Puisque le bruit statistique augmente proportionnellement à la racine carrée du nombre de photons, plus le nombre de photons augmente, plus l'importance relative du bruit statistique diminue.

Pour produire une image tomographique, l'atténuation doit être mesurée sur toute la largeur du sujet et dans toutes les directions. Les générations successives de scanners TDM ont vu la façon de procéder pour ces mesures être modifiée grandement. Initialement, un faisceau très étroit était utilisé et la source se déplaçait en ligne droite sur toute la largeur du patient puis le tout était répété en tournant autour du patient. Ce processus fastidieux a évolué vers des faisceaux en éventail, qui irradient toute la largeur du patient simultanément. Les scanners en éventail sont les plus utilisés aujourd'hui. Naturellement, les cathodes dans les tubes à rayons X émettent dans toutes les directions. La forme du faisceau est produite en utilisant plus ou moins de collimation pour bloquer une partie des rayons et les laisser passer dans une seule direction.

Pour imager plus d'une tranche du patient, les scanners en éventail se déplacent en suivant un parcours hélicoïdal autour de celui-ci. Cependant, cette implémentation nécessite un assemblage mécanique complexe. Ces scanners doivent aussi composer avec une résolution spatiale axiale plus faible que la résolution radiale. La résolution axiale peut être augmentée en rapprochant les tranches, mais cela cause une augmentation de la dose parce que le chevauchement entre les tranches entraîne une irradiation multiple de certaines portions du sujet. L'utilisation d'un faisceau conique a été proposée comme une solution à ces problèmes. Comme observé dans la figure 2.8, plusieurs tranches du sujet sont imagées simultanément, ce qui permet d'éviter d'irradier plusieurs fois la même zone et d'obtenir une résolution spatiale uniforme dans toutes les directions. Les scanners à faisceau conique peuvent aussi être utilisés directement dans des salles d'opération grâce à leur assemblage mécanique plus simple (figure 2.9).

La démocratisation des scanners à faisceau conique fait face à un important problème : le bruit de diffusion. L'augmentation de l'angle solide du système de détection nécessaire

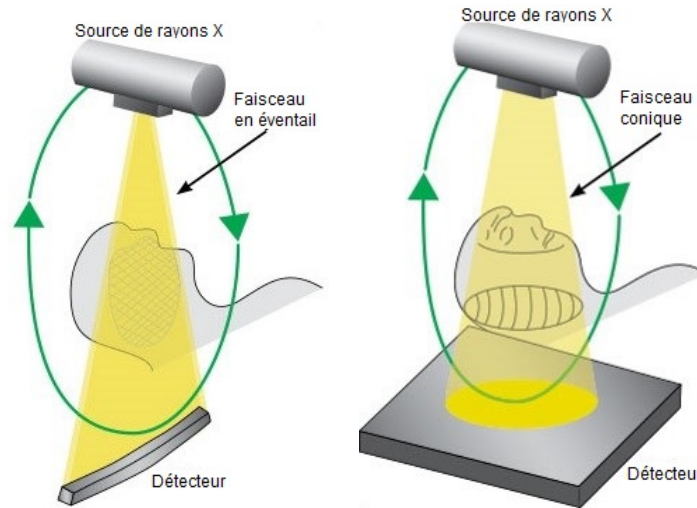


Figure 2.8 Exemple de scanners avec un faisceau en éventail (gauche) et un faisceau conique (droite) [72].

pour ce type de scanners augmente les chances qu'un photon qui diffuse soit détecté en dehors de sa trajectoire initiale. Ce phénomène sera abordé extensivement au chapitre 3.

2.5 Mesures des photons en TDM

Les acquisitions en TDM se font habituellement par la technique d'intégration du flux, qui consiste à mesurer la quantité d'énergie atteignant le système de détection. Cette technique, ne permet pas de faire de distinction entre les photons, ce qui peut s'avérer pratique compte tenu de la nature polychromatique de la source. Elle est aussi sensible au bruit électronique qui s'accumule durant l'intégration.

Pour pallier à ces problèmes, l'approche par comptage individuel des photons a été proposée en s'inspirant des systèmes de détection des modalités comme la tomographie d'émission par positrons (TEP) [40]. Cette approche limite les effets du bruit électronique puisqu'il n'est pas intégré sur le temps [59] et qu'il permet des mesures additionnelles sur les photons comme des mesures en énergie. Elle est aussi avantageuse puisqu'elle permet d'envisager le développement de systèmes bimodaux TEP/TDM avec un seul système de détection. Ce type de détecteurs est aussi nécessaire pour le développement de scanners à diffusion Compton puisqu'une mesure en énergie est nécessaire pour la reconstruction [23].

L'efficacité de cette méthode pour la réduction du signal sur bruit a été démontrée [26]. Toutefois, les systèmes de détection nécessaires à son application sont beaucoup plus complexes que pour les systèmes à intégration de flux puisqu'elle nécessite un traitement



Figure 2.9 Scanners commerciaux en éventail (gauche) [49] et à faisceau conique (droite) [50]. Le scanner à faisceau conique peut s'intégrer dans une salle d'opération.

numérique complexe. Elle introduit aussi des temps morts dans le traitement des photons ce qui influence la sensibilité du système.

En additionnant des mesures en énergie au comptage individuel de photons, il est possible d'obtenir plus d'informations dans le même signal et ainsi augmenter le rapport signal sur bruit (SNR). En effet, puisque les effets d'atténuation sont fortement dépendants de l'énergie, une telle mesure permet de mieux caractériser le milieu en fonction des proportions d'atténuation de chaque niveau d'énergie [26].

La détection se fait principalement avec un scintillateur ou directement dans un semi-conducteur. Ces deux façons de procéder sont schématisées à la figure 2.10. Dans le premier cas, le photon X incident interagit (par l'une des trois interactions entre photons et matière présentées plutôt) d'abord avec un scintillateur, un cristal très dense qui arrête efficacement les photons X et les convertit en photons lumineux visibles. Cette lumière est ensuite détectée par un semi-conducteur photosensible. Dans le deuxième cas, les photons X sont détectés directement dans un semi-conducteur. En le traversant, les photons X ionisent le semi-conducteur ce qui crée des charges qui sont ensuite collectées par le pré-amplificateur. La quantité d'ionisation, et donc le courant, est proportionnelle à l'énergie du photon incident.

2.5.1 Sensibilité

La sensibilité se définit comme la proportion des photons détectés sur le total émis par la source dans un scanner vide. La sensibilité du système de détection influence grandement la dose de radiations transmise au patient. En effet, si la sensibilité d'un système diminue,

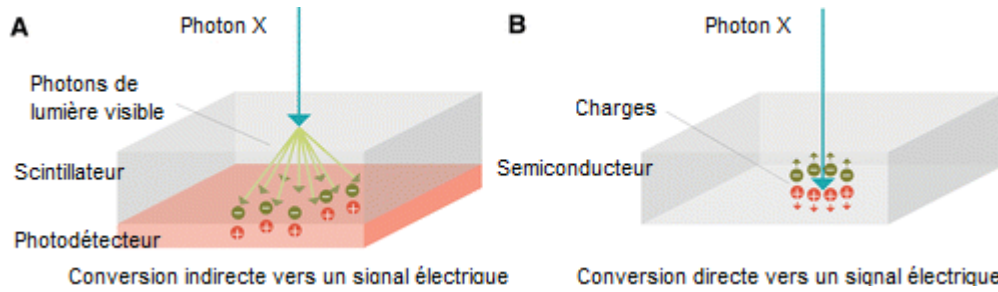


Figure 2.10 Diagrammes des deux techniques de détection les plus utilisées. A, détecteur avec scintillateur et B, détection directe [81].

il est nécessaire d'augmenter la dose de radiations pour que le nombre de photons détectés soit équivalent. Rappelons que le nombre de photons détectés influence directement le contraste et le bruit statistique.

Les facteurs suivants influencent la sensibilité :

- L'angle de couverture (ou angle solide) du système de détection (puisque les photons qui sont dirigés dans des directions sans détecteur ne sont évidemment jamais captés). En TDM, le système de détection couvre normalement l'entièreté de la zone vers laquelle les photons sont émis, mais il peut subsister des interstices entre chaque détecteur.
- La collimation utilisée : certains systèmes utilisent des collimateurs pour s'assurer de ne conserver que les photons provenant d'une seule direction, notamment pour retirer le bruit de diffusion. Toutefois, cela a pour effet secondaire de bloquer une portion des photons utiles.
- Le pouvoir d'arrêt du détecteur : les photons qui n'interagissent pas dans le détecteur ne sont pas détectés.
- Les temps morts du système de détection : plus les temps morts du système sont longs, plus il y a de photons qui sont ignorés.

Idéalement, les scanners doivent donc avoir la plus haute sensibilité possible pour éviter de devoir augmenter l'exposition aux radiations.

2.5.2 Résolution spatiale

La résolution spatiale correspond à la capacité d'un scanner à correctement identifier spatialement la ligne empruntée de la source jusqu'au détecteur par un photon. En TDM, la résolution spatiale ne dépend que de la géométrie du système. Il n'existe donc pas de limite théorique à la résolution spatiale.

La figure 2.11 présente la résolution spatiale en fonction de la position du sujet dans le scanner. Plus le sujet est proche de la source en comparaison avec le détecteur, plus la résolution spatiale augmente.

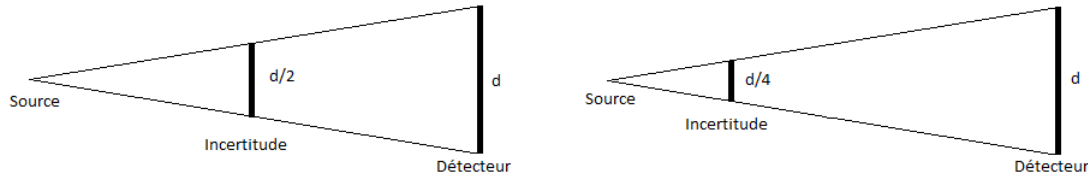


Figure 2.11 Incertitude spatiale à la moitié et au quart du diamètre.

Dans les scanners commerciaux actuels, qui utilisent majoritairement une source en éventail, la résolution spatiale axiale est différente de la résolution dans le plan de l'éventail puisque la géométrie des détecteurs n'est pas la même dans cet axe. C'est un des problèmes qui motive le développement de scanner à faisceau conique où la résolution spatiale est uniforme dans tous les axes.

La taille des détecteurs, et ainsi la résolution spatiale, influence directement le bruit statistique puisqu'il dépend uniquement du nombre de photons détectés dans un détecteur. En divisant la surface d'un détecteur, on divise également le nombre de photons dans chaque détecteur.

2.6 Mesures individuelles de photons

Les mesures individuelles de photons permettent d'obtenir davantage d'informations avec moins de photons. Le développement de systèmes de détection avec une plus grande résolution temporelle, spatiale et en énergie et d'électronique temps réel plus performante pour recueillir toute l'information issue du système de détection a popularisé ces techniques depuis une dizaine d'années. Plusieurs approches utilisant des mesures individuelles de photons sont utilisées en tomographie de rayons X. Ces techniques ont inspiré une partie de l'approche proposée dans ce mémoire.

2.6.1 TDM avec mesures en énergie

De nouveau dans l'optique de diminuer la dose de radiations, une stratégie d'augmentation du CNR a été développée : l'imagerie biénergie. En utilisant la dépendance de l'effet photoélectrique et de l'effet Compton avec l'énergie des photons incidents, il est possible d'obtenir un meilleur contraste en effectuant deux acquisitions pour des photons d'énergies différentes. En effet, l'atténuation causée par l'effet photoélectrique varie beaucoup com-

parativement à l'effet Compton en fonction de l'énergie des photons incidents. Les tissus dans lesquels cet effet est prépondérant causeront une variation plus importante dans les mesures que les autres tissus. En utilisant un simple rapport entre les deux acquisitions, le contraste est fortement amélioré.

Pour implémenter ce genre de système, il est possible de faire deux acquisitions successives, augmentant conséquemment le temps d'acquisition, ou de faire l'acquisition simultanée de deux sources [16] positionnées à 90° l'une de l'autre. Toutefois, cette technique, bien qu'avantageuse pour le temps d'acquisition, cause aussi une augmentation significative du bruit provenant de l'autre source dans le signal, principalement par la diffusion de photons dans le mauvais système de détection.

La même approche est utilisée en TDM à comptage de photons qui permet de mesurer individuellement l'énergie de chacun des photons. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir deux sources de rayons X et l'énergie peut être séparée en un nombre plus grand de divisions, ce qui permet d'améliorer significativement le CNR et le SNR.

2.6.2 Tomographie de diffusion

La diffusion Compton est très pratique pour l'imagerie puisque l'énergie des photons diffusés dépend directement de l'angle de déviation de la diffusion. Ce principe est utilisé en tomographie par diffusion Compton pour reconstruire des images à partir des lignes de réponses circulaires obtenues à partir des angles de déviation des photons. Ensuite, l'équation de Klein-Nishina permet de faire le lien entre la distribution angulaire des photons et la densité électronique du milieu diffusant :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E_1^2}{E_0^2} \right) \left(\frac{E_1}{E_0} + \frac{E_0}{E_1} - \sin^2(\theta) \right), \quad (2.6)$$

où $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ est la probabilité de diffusion à l'angle θ , r_0^2 est le rayon classique de l'électron, E_0 est l'énergie du photon incident et E_1 est l'énergie du photon diffusé.

Cependant, cette équation suppose des électrons libres et au repos. Une correction pour la quantité de mouvement électronique doit être appliquée pour représenter précisément le comportement des photons à l'intérieur du sujet [20]. L'imagerie de la quantité de mouvement électronique a été le sujet de quelques études puisque la variation de la distribution angulaire des photons peut être observée et peut constituer une information pertinente pour certaines applications [4].

Ce modèle est utilisé pour la reconstruction en tomographie par diffusion Compton. Contrairement à la TDM, où l'atténuation totale est reconstruite, la tomographie de diffusion Compton offre l'avantage de permettre la reconstruction de la densité électronique des tissus dans le sujet, ce qui permet de faire l'identification de certains tissus. Elle s'avère plus sensible dans certaines applications précises, notamment pour la détection du cancer du sein [18]. L'utilisation du rapport du nombre de diffusions Compton sur le nombre de diffusions Rayleigh, mesuré avec une source monochromatique, permet d'imager aussi le numéro atomique efficace [22].

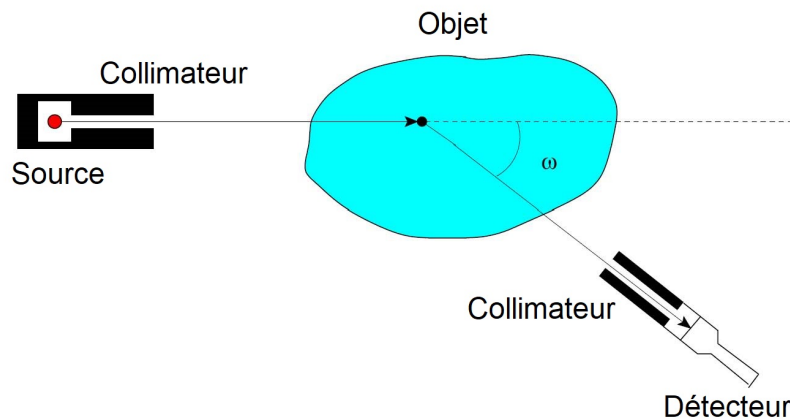


Figure 2.12 Schéma simplifié d'une acquisition en tomographie de diffusion Compton [75].

La tomographie de diffusion Compton possède deux inconvénients importants qui l'empêchent d'être utilisée de façon clinique. D'abord, pour mesurer l'angle de diffusion, elle nécessite une excellente résolution en énergie et une source monochromatique pour connaître l'énergie initiale des photons. Il est pour le moment impossible d'atteindre ces requis à l'intérieur de scanners de taille raisonnable. Pour pallier à cela, une collimation très étroite (figure 2.12) est utilisée pour ne conserver que les photons qui diffusent avec un angle connu. Pour produire une image, des doses de radiations très importantes sont alors nécessaires, puisque très peu de photons sont conservés. Des méthodes numériques ont été développées pour limiter la collimation utilisée, mais n'ont jamais été implémentées autrement qu'en simulation [75].

Plus récemment, il a été proposé d'imager les diffusions Compton en utilisant le temps de vol des photons issus d'une source de rayons X pulsée au lieu de l'énergie. En connaissant le point d'émission et le point de détection d'un photon, il est possible de former avec le temps de vol, une ellipse sur laquelle le photon a diffusé (figure 2.13) [14]. Cette méthode est analogue à une méthode développée en imagerie biomédicale optique à l'aide de me-

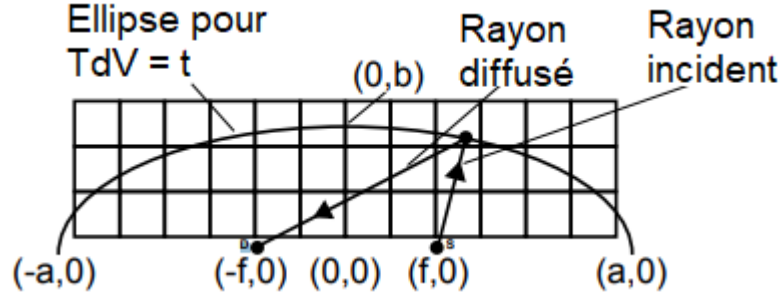


Figure 2.13 Ellipse de réponse obtenue à partir du temps de vol d'un photon diffusé [14].

sures dans le domaine temporel [55]. La tomographie de diffusion Compton n'est, pour le moment, pas utilisée en imagerie médicale.

2.7 Conclusion

Les phénomènes qui interviennent en TDM sont limités et bien connus. Néanmoins, dans les systèmes à faisceau conique, qui sont, en outre, intéressants pour leur excellente résolution spatiale et leur dose plus faible que les faisceaux en éventail, la présence de photons diffusés est problématique. Ce bruit de diffusion est le sujet du prochain chapitre. Comparativement au bruit électronique et au bruit statistique de la source d'émission, la présence de photons diffusés est inhérente à la méthode de prise de mesures. L'atténuation mesurée en TDM dépend de trois phénomènes physiques qui dépendent eux-mêmes de deux paramètres des tissus irradiés, ce qui empêche de faire une mesure quantitative de ces paramètres via la TDM. L'identification des photons diffusés permettrait de pouvoir séparer l'effet de ces paramètres pour une identification plus précise des tissus.

CHAPITRE 3

Bruit de diffusion

Le bruit de diffusion est causé par la diffusion Compton ou Rayleigh de photons vers le système de détection. Ces photons causent une multitude d'effets secondaires qui sont décrits dans la prochaine section. Le bruit de diffusion est problématique dans les scanners à faisceau en éventail, mais d'autant plus dans les scanners à faisceau conique. Dans ces derniers, une proportion importante de photons est diffusée vers le système de détection qui couvre un angle solide plus important.

3.1 Effets du bruit de diffusion

Les effets du bruit de diffusion ont été caractérisés en détail par Siewerdsen et Jaffray [69]. Ils ont fait l'analyse complète de l'influence de la diffusion sur les différentes mesures de performances des scanners à rayons X en se basant sur le rapport des photons diffusés sur les photons primaires (ou balistiques), ou *scattered-to-primary ratio* (SPR) en anglais.

Le SPR varie selon trois paramètres : le champ de vue du scanner, l'épaisseur et la composition de l'objet dans le champ de vue et l'énergie des photons incidents. La figure présente l'évolution du SPR en fonction de l'angle du cône d'émission dans différentes parties du corps pour un faisceau polychromatique.

Le SPR peut atteindre des valeurs importantes qui dépassent l'unité. Une telle proportion de photons *invalides* dans les mesures est très problématique sous différents aspects.

L'augmentation du nombre de photons détectés, même des photons diffusés, diminue le bruit statistique puisque ces photons sont répartis plutôt uniformément dans les détecteurs environnants. Puisque le bruit de diffusion se manifeste différemment des autres sources de bruit et qu'il est impossible de corriger ce phénomène en augmentant la dose de radiations, il n'est pas inclus dans les mesures de bruit pour déterminer le CNR qui prend uniquement en compte le bruit statistique. Pour conserver les équations établies du CNR et les considérations au niveau du systèmes qui en découlent, cette interprétation sera considérée. Les effets du bruit de diffusion s'apparentent davantage à ceux d'un bruit électronique [69], mais le bruit de diffusion devrait être catégorisé à part, de par sa nature et ses effets.

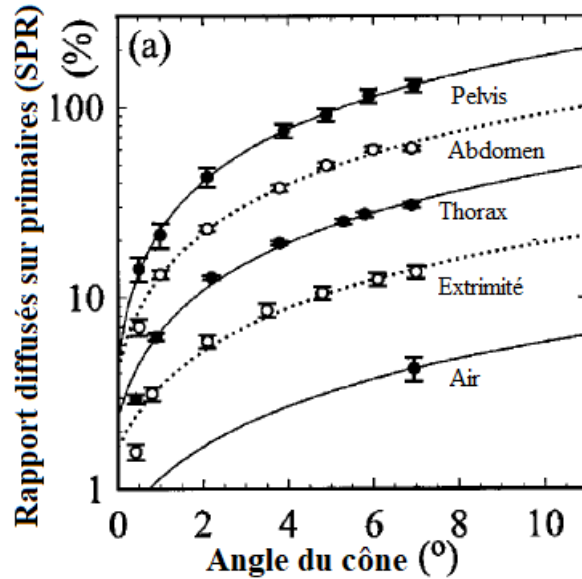


Figure 3.1 SPR en fonction de l'angle du cône à travers différentes parties du corps [69]. Le bruit de diffusion est fortement dépendant du volume de la partie du corps imagée. On remarque que des valeurs dépassant 100% sont possibles dans l'abdomen et le pelvis.

Malgré que le bruit statistique est réduit, le bruit de diffusion affecte considérablement le contraste, entraînant une diminution marquée du CNR, comme le montre la figure 3.2.

Cette diminution du CNR peut être compensée en augmentant la dose. La dose doit être quadruplée pour corriger les effets d'un SPR de 100% [69].

Le bruit de diffusion est aussi la source d'artéfacts dans l'image reconstruite, semblables à ceux causés par le durcissement du faisceau, mais de façon plus prononcée. Le durcissement du faisceau se produit lorsque le faisceau devient de plus en plus à haute énergie en avançant à travers le sujet parce que les photons à basse énergie interagissent plus en moyenne. Ces artéfacts se caractérisent par la diminution des valeurs d'atténuation reconstruite au centre de l'image (*cup artifact*) et par l'apparition de traînées entre des objets de forte atténuation (*streak artifact*). La figure 3.3 présente des exemples de ces deux types d'artéfacts.

La présence de ces artéfacts constitue une nuisance pour l'interprétation de l'image par les radiologues. Les valeurs d'atténuations reconstruites sont aussi imprécises, ce qui empêche de comparer les acquisitions entre elles, surtout lorsqu'elles n'ont pas été faites par le même appareil. Cela réduit considérablement les capacités de diagnostic des scanners à faisceau conique, puisqu'il est impossible de faire des comparaisons avec les données retrouvées

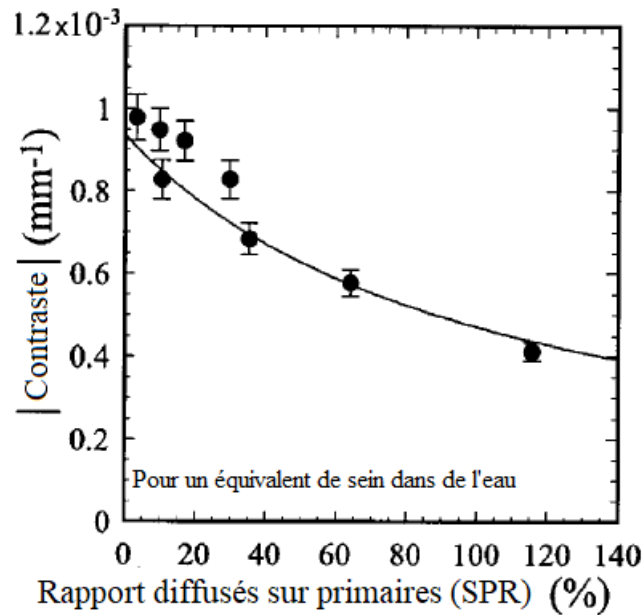


Figure 3.2 Contraste en fonction du SPR [69].

dans la littérature scientifique pour identifier des pathologies, une pratique courante en TDM.

Les effets secondaires du bruit de diffusion sont tels que, pour le moment, les scanners commerciaux à faisceau conique se limitent à l'imagerie de volumes plus petits qui génèrent moins de bruit de diffusion. C'est pour l'imagerie dentaire que son utilisation est la plus courante.

3.2 Réduction du bruit de diffusion

Pour réduire les effets indésirables du bruit de diffusion, deux stratégies sont généralement mises en place parallèlement : la réjection et la correction. Ces techniques sont le sujet de nombreuses publications scientifiques chaque année. Elles sont appliquées tant dans les systèmes à faisceau conique, que dans les systèmes à faisceau en éventail où le bruit de diffusion, bien que marginal, est la source d'une diminution de la qualité de l'image.

La réjection du bruit de diffusion consiste à limiter le plus possible le nombre de photons diffusés qui sont détectés. Toutefois, ces techniques ont une efficacité limitée. C'est pourquoi un traitement numérique, la correction, est nécessaire en supplément.

La correction du bruit de diffusion est réalisée en deux étapes. D'abord par une estimation de l'intensité et de la répartition du bruit de diffusion, puis par une méthode de compen-

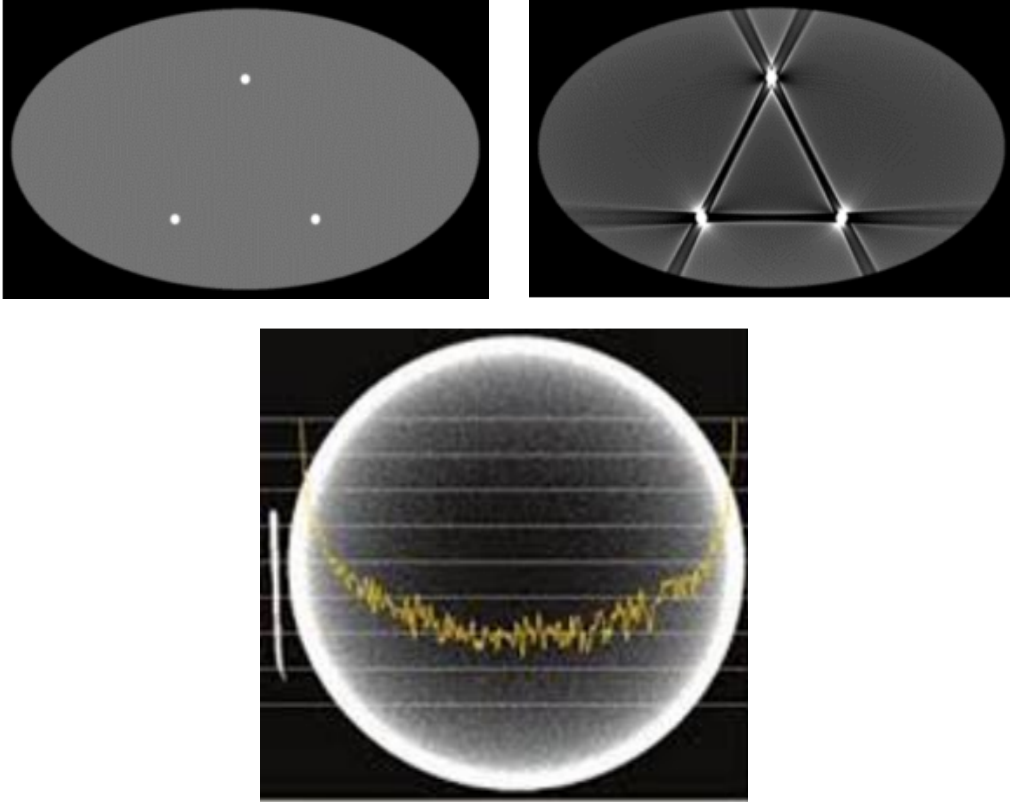


Figure 3.3 Simulation d'un abdomen sans bruit (haut gauche) et avec bruit (haut droite) de diffusion [9] et acquisition d'un cylindre d'eau avec profil de ligne surimposée (bas) [5]. Les deux images du haut nous permettent d'observer l'apparition de traînées (*streak artifact*) entre les os (cercle blanc) plus dense . Le profil de ligne de l'image du bas nous indique une atténuation plus faible au centre du cylindre comparativement à la bordure (*cup artifact*), toutefois, une atténuation uniforme devrait être mesurée.

sation. Les estimations sont effectuées en utilisant des mesures directes ou des modèles qui sont intégrés à la reconstruction.

Pour une revue complète de ces techniques, la lecture l'article en deux parties de Rührnschopf et Klingenberg [63],[64] est suggérée.

3.3 Réjection matérielle du bruit de diffusion

Plusieurs avenues ont été proposées pour réduire par des procédés mécaniques la quantité de photons diffusés détectés. L'ajout d'une grille antidiffusante a été évalué par plusieurs auteurs [80],[79],[36]. Cette forme de collimation retire les photons qui arrivent avec un angle important sur les détecteurs à l'aide d'une grille, généralement en plomb, dont les trous sont orientés vers la source. Bien qu'efficace pour réduire la quantité de photons

diffusés, ces grilles éliminent jusqu'à 30% des photons primaires oblige une augmentation significative de la dose de radiations [61]. Une portion des photons diffusés peut se faufiler dans les trous de la grille ou passer directement au travers du plomb qui n'arrête pas les photons à 100%.

La réduction de l'angle solide de couverture des détecteurs permet aussi une réduction du SPR. Toutefois, pour conserver le même champ de vision, cette réduction doit se faire par l'augmentation de la distance entre le sujet et le système de détection [52][44]. Le système de détection doit aussi être grossi pour compenser. L'espace et les coûts viennent limiter l'utilisation de cette technique.

D'autres techniques limitent le bruit de diffusion du côté de la source de radiations. L'approche par fentes multiples, qui ne permet le passage que d'une série de faisceaux minces à la fois, s'avère prometteuse, mais contribue à l'augmentation du temps d'acquisition [66].

D'autres équipes ont proposé une approche avec deux acquisitions. L'une avec une dose importante, mais avec un champ de vue limité. L'autre à faible dose, mais avec l'ensemble du champ de vue [15],[37]. Cette approche permet de réduire les artéfacts liés à la réduction du champ de vue, mais d'obtenir un SPR plus bas dans l'acquisition principale. Cette technique nécessite néanmoins un temps d'exposition plus long et une dose de radiation plus élevée. Une technique similaire utilisant un filtre en noeud papillon (*bow-tie filter*) pour réduire l'intensité du rayon incident dans les portions en périphérie du champ de vue a aussi été évaluée [19] avec des résultats similaires.

Plus récemment, des équipes ont proposé le développement d'une grille dont le mouvement est synchronisé avec la source de radiations (*Synchronized-moving-grid* ou SMOG) et dont les fentes oscillent pour faire plusieurs mesures différentes pour chaque projection [16],[58]. Le système SMOG est prometteur pour la réduction de bruit de diffusion sans augmentation du temps d'acquisition ou de la dose. De plus, le système permet également de mesurer une partie des photons diffusés afin de produire des estimations pour une correction logicielle additionnelle. Toutefois, comme les autres techniques précédentes, ses performances sont limitées. En diminuant le volume irradié simultanément, la quantité de bruit de diffusion est réduite, mais toutes les zones irradiées contribuent tout de même au bruit de diffusion.

3.4 Techniques d'estimation du bruit de diffusion

Le processus de correction numérique du bruit de diffusion débute par une estimation de la répartition des photons diffusés. Cette estimation est alors utilisée pour faire une

compensation du bruit lors du processus de reconstruction d'image. Quelques techniques utilisent des mesures effectuées durant l'acquisition pour faire leurs estimations, mais la majorité utilise directement des modèles mathématiques.

3.4.1 Par mesures

Le bruit de diffusion et les photons primaires sont tous les deux présents dans le système de détection, sans moyen de les différencier. Les techniques d'estimation par mesures éliminent les photons primaires de certaines parties de l'acquisition pour évaluer la quantité de diffusion dans le système.

Il est possible de procéder de cette façon en utilisant un système de détection qui couvre un angle solide plus important que le cône d'émission. Les mesures dans les détecteurs non couverts par le cône d'émission correspondent exclusivement à des photons diffusés. La quantité de diffusion dans le cône d'émission est ensuite approximée à partir des mesures dans les régions avoisinantes.

Une approche plus précise utilise des bloqueurs de faisceau (*beam blocker*) qui créent une zone d'ombre en plein milieu du champ de vue de la source [68],[46],[39]. Les mesures derrières ces zones sont donc composées uniquement de photons diffusés, comme le montre la figure 3.4 .

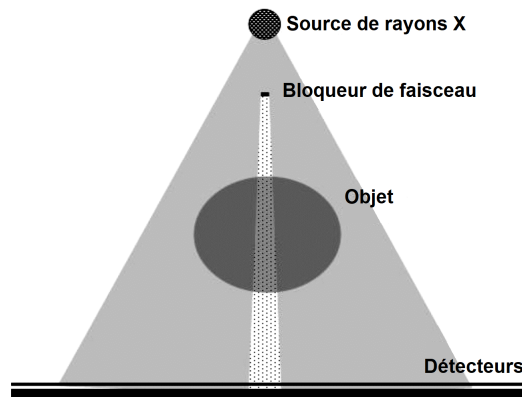


Figure 3.4 Schéma d'une source en éventail avec un bloqueur à faisceau qui génère une zone d'ombre au centre du système de détection [45].

Cette technique est plus avantageuse puisqu'elle permet de réduire la taille du système de détection et permet de faire des mesures partout dans le sujet et non seulement en périphérie.

Dans un tout autre ordre d'idée, les caractéristiques fréquentielles du bruit de diffusion sont exploitées par quelques équipes pour extraire les photons diffusés du signal via un processus de modulation et de démodulation [25],[86].

Ces techniques présentent d'importants inconvénients puisqu'elles peuvent causer des artefacts dans la reconstruction et augmenter le temps d'acquisition. La précision de ces techniques est encore loin d'être suffisante pour corriger entièrement les problèmes liés au bruit de diffusion.

3.4.2 Par modélisation

Les techniques basées sur des modèles sont nombreuses, mais se basent toutes sur des façons de procéder très similaires. Ces méthodes estiment la quantité de bruit de diffusion en évaluant la contribution de chaque point dans le volume d'intérêt à la diffusion sur chaque détecteur. Puisque cela nécessite des calculs exigeants lors de la reconstruction, de nombreuses techniques font l'évaluation de l'influence de faisceaux linéaires provenant de la source plutôt que pour chacun des points.

Dans ces approches, le scanner est représenté comme un système avec une entrée (la source) et une sortie (la réponse des détecteurs) et le volume sous étude correspond à un filtre sur le signal à l'entrée. L'estimation par modèle essaie de fidèlement représenter mathématiquement l'effet du sujet sur la diffusion de l'entrée, le système étant considéré comme non linéaire. Cet effet peut être calculé avec des méthodes analytiques [60] basées sur les équations de Thomson et de Klein-Nishina décrivant le comportement des photons diffusés ou à l'aide de simulations Monte-Carlo [57].

3.5 Techniques de correction du bruit de diffusion

Une fois estimée, la contribution du bruit de diffusion dans les mesures du système doit être corrigée pour diminuer les effets de celui-ci sur le contraste et la qualité de l'image.

Une approche itérative est proposée par Feldkamp pour faire cette correction [24]. Celle-ci évalue, à chaque itération de la reconstruction, l'effet du bruit de diffusion pour évaluer la disparité entre les mesures obtenues et les mesures attendues. D'autres auteurs suggèrent une correction des artefacts associés au bruit de diffusion directement sur l'image reconstruite [3],[42], mais une telle approche ne permet pas de faire de gains significatifs sur la dose, le CNR ou la précision des mesures d'atténuation.

Des approches déterministes ont aussi été proposées pour faire la correction sur chacune des projections de façon indépendante, notamment en retirant directement la contribution estimée sur chacun des détecteurs. Toutefois, cette approche ouvre la porte à des mesures négatives, ce qui a entraîné le développement de l'approche substractive itérative, mais celle-ci converge difficilement pour des SPR élevés [63]. Une approche multiplicative vient corriger ce problème, en compensant petit à petit les mesures en fonction du bruit de diffusion estimé [84].

Une série d'approches statistiques basées sur la nature stochastique de la quantité de photons primaires et diffusés a aussi été développée. Ces approches utilisent l'estimation de la diffusion pour produire des estimateurs statistiques des valeurs réelles de la distribution des photons primaires et diffusés [63]. Ces approches sont basées sur des distributions gaussiennes [82] ou de Poisson [6]. Des corrections supplémentaires pour éviter l'augmentation du bruit statistique sont nécessaires. Finalement, quelques méthodes utilisent des principes similaires pour réduire l'ensemble du bruit dans l'image au lieu de viser directement le bruit de diffusion [53]. Même si ces techniques permettent de restituer une partie du contraste perdu, leurs performances sont insuffisantes pour imager de grands volumes.

3.6 Conclusion

Le bruit de diffusion a des effets considérables sur la qualité de l'image en réduisant le CNR, en induisant des artéfacts et une imprécision dans l'atténuation reconstruite. De nombreuses méthodes ont été proposées pour réduire ces effets, mais elles s'avèrent, pour le moment, insuffisantes dans les situations où le bruit de diffusion est important ($> 20\%$). Ces techniques ont aussi généralement des effets secondaires tels qu'une réduction de la sensibilité ou une augmentation de la dose.

3.7 Retour sur la question de recherche

Le bruit de diffusion est un problème majeur en TDM et particulièrement dans les scanners à faisceau conique et qu'aucune solution ne permet d'atteindre des performances satisfaisantes dans des systèmes où la quantité de photons diffusés est très importante. Dans ce type d'environnement, les techniques de rejet mécanique s'avèrent incapables de retirer suffisamment de photons diffusés et elles affectent considérablement la sensibilité ou la dose. Les techniques de correction sont en mesure de recouvrir une portion de la qualité de l'image, mais l'information perdue par l'ajout du bruit de diffusion ne peut être complètement restituée.

Une approche permettant d'identifier individuellement les photons diffusés réglerait le problème de bruit de diffusion sans affecter la sensibilité de détection. Cependant, dans les implémentations actuelles de la TDM, seule l'énergie des photons est mesurée, ce qui permet ni de différencier les photons de diffusion Rayleigh, ni d'utiliser une source polychromatique comme c'est le cas actuellement.

Une approche basée sur le temps de vol est donc proposée comme solution à ce problème puisque les photons diffusés empruntent des chemins plus longs que les photons primaires pour traverser le sujet. Pour ce faire, une source de rayons X pulsée doit être utilisée pour synchroniser le système de détection avec le moment d'émission des photons. Une mesure du temps de vol, entre la source et les détecteurs devraient permettre d'identifier les photons diffusés et les retirer des données sans les effets indésirables des autres techniques de réductions du bruit de diffusion.

Puisque cette approche est totalement nouvelle, de nombreuses questions sur sa faisabilité doivent être répondues avant de pouvoir développer un scanner basé sur celle-ci. Ces questionnements ont directement mené à la question de recherche, qui fut présentée dans l'introduction :

Comment discriminer les photons diffusés en tomodensitométrie par une mesure du temps de vol de photons provenant d'une source pulsée pour obtenir une amélioration de la qualité de l'image ?

Cette question mène directement à l'objectif principal qui est de développer une procédure pour de TDM en discriminant les photons diffusés (par le biais de diffusions Compton et de diffusions Rayleigh), des photons transmis en utilisant la mesure du temps de vol de photons individuels ainsi qu'une source de rayons X pulsée.

Les détails de l'approche proposée, ainsi que les simulations et les expérimentations réalisées pour répondre aux objectifs du projet sont présentées dans le prochain chapitre.

CHAPITRE 4

RÉDUCTION DU BRUIT DE DIFFUSION AVEC LA TOMODENSITOMÉTRIE À TEMPS DE VOL

4.1 Avant-propos

Auteurs et affiliation :

- J. Rossignol : étudiant à la maîtrise, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie électrique et de génie informatique et institut interdisciplinaire d'innovation technologique (3IT).
- R. Martinez-Turtos : étudiante au post-doctorat, Organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN).
- S. Gundacker : étudiant au post-doctorat, Organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN).
- D. Gaudreault : étudiant à la maîtrise, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie électrique et de génie informatique et institut interdisciplinaire d'innovation technologique (3IT).
- E. Auffray : physicienne senior, Organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN).
- P. Lecoq : physicien senior, Organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN).
- Y. Bérubé-Lauzière : professeur titulaire, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie électrique et de génie informatique.
- R. Fontaine : professeur titulaire, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie électrique et de génie informatique et institut interdisciplinaire d'innovation technologique (3IT).

Date de soumission : 30 octobre 2019

Revue : Physics in Medicine & Biology

Titre français : Tomodensitométrie à temps de vol de photons - Preuve de concept

Contribution au document : Cet article décrit en profondeur la technique développée pour séparer les photons diffusés des photons primaires en utilisant le temps de vol de photons. Les simulations et l'expérience réalisées pour valider la faisabilité de la techniques y sont aussi présentées. J'ai contribué à cet article : en formulant le concept de tomodensitométrie à temps de vol, en réalisant les simulations, en implémentant le rejet des photons diffusés par temps de vol, en participant à la préparations et la réalisation de l'expérience, en analysant les données des simulations et de l'expérience et en écrivant le manuscrit.

Résumé français : La tomodensitométrie (TDM) s'est grandement améliorée depuis les dix dernières années, principalement en réduisant la dose de radiation transmise au patient tout en maintenant la qualité de l'image. Ici, un nouveau concept est proposé pour améliorer le rapport contraste sur bruit (CNR) en incluant le temps de vol (TdV) de photons individuels pour obtenir davantage d'informations sur la trajectoire de chaque photon et rejeter le bruit de diffusion. La preuve du concept est réalisée à la fois en simulation et expérimentalement dans des configurations de TDM à faisceau conique. Les résultats démontrent une différence exploitable, pour la TDM-TdV, dans les mesures statistiques du TdV des photons diffusés et primaires. Pour un volume important, de la taille d'un abdomen humain, une réduction du bruit de diffusion de 296% à 4% est obtenue dans notre montage de simulation sans aucune gigue temporelle, ce qui permet d'augmenter le CNR par 110% ou de réduire la dose d'un facteur 4. Les artéfacts de coupe sont aussi réduits de 24,7% à 0,8% et l'imprécision de l'atténuation reconstruite est améliorée de -26,3% à 0,78%. Avec une gigue temporelle de 100 ps et 10 ps de largeur à mi-hauteur, respectivement 75% et 95% du bruit de diffusion peut être retiré avec cette technique avec seulement des gains marginaux en dessous de 10 ps. Les résultats expérimentaux confirment la faisabilité de mesurer une différence statistique entre le TdV des photons diffusées et primaires.

Note : Texte présenté tel que soumis.

4.2 Time-of-Flight Computed Tomography - Proof of Principle

Computed tomography has greatly improved over the last decade, especially through X-ray dose exposure reduction while maintaining image quality. Herein, a new concept is proposed to improve the contrast-to-noise ratio (CNR) by including the time-of-flight (TOF) information of individual photons to obtain further insight on the photon's trajectory and to reject scattering noise. The proof of the concept relies on both simulation and experimental measurements in a cone-beam computed tomography arrangement. Results show a statistical difference between the TOF of scattered and primary photons exploitable in TOF computed tomography. For a large volume of the size of a human abdomen, a noise reduction from 296% to 4% is achieved in our simulation setup with perfect timing measurements which yields a 110% better CNR, or a dose reduction by a factor of four. Cup artifacts are also reduced from 24.7% to 0.8%, and attenuation inaccuracies are improved from -26.3% to -0.8%. With 100 ps and 10 ps FWHM timing jitters, respectively 75% and 95% of the scatter noise can be removed with marginal gains below 10 ps. Experimental measurements confirm the feasibility of measuring statistical differences between the TOF of scattered and primary photons.

4.3 Introduction

Improvements in medical imaging technologies support health care experts in their ongoing exploration of life's complex structures for both research and diagnostic purposes. Computed tomography (CT) plays an important role in both pre-clinical research and clinical use thanks to its high spatial resolution, fast scan capabilities and low cost in comparison to other anatomical imaging modalities. However, even though CT is one of the most democratized tools for *in vivo* anatomical imaging [11], the high radiation dose and low contrast-to-noise ratio (CNR) in comparison to the radiation exposure [74] still limit its usage in pediatric or repetitive scans. In the US, it is estimated that CT accounts for two-thirds of radiation exposure in hospitals [43].

New techniques, such as spectral CT [71] or photon counting CT [67] along with better signal processing [7], have allowed reducing the dose exposure while maintaining image quality. However, all these techniques still face limitations since the acquired data is spoiled with scatter noise coming from Compton and Rayleigh diffusion in the subject [70]. Current CT systems heavily rely on anti-scatter collimators and narrow strips of detectors to reduce the noise contribution, but at the detriment of detection efficiency. This, in turn,

leads to an undesired overexposure to X-ray dose [1]. An approach allowing to identify scattered photons from other photons without collimators would reach both the objectives of reducing the noise level and increasing the detection efficiency.

In CT, the attenuation measurement y is the sum of the X-ray attenuation through the photoelectric, Compton scatter and Rayleigh scatter effects. Because of scattering, Compton and Rayleigh scattered photons can be detected in surrounding pixels, adding an additional contribution $f(\mu_{Compton}, \mu_{Rayleigh})$ to the attenuation measurement. This can be summarized by the following equation :

$$y = \mu_{photoelectric} + \mu_{Compton} + \mu_{Rayleigh} - f(\mu_{Compton}, \mu_{Rayleigh}), \quad (4.1)$$

where y is the measured attenuation, $\mu_{photoelectric}$, $\mu_{Compton}$ and $\mu_{Rayleigh}$ are respectively the attenuation from photoelectric effect, Compton scattering and Rayleigh scattering and $f(\mu_{Compton}, \mu_{Rayleigh})$ is the contribution of the spatial redistribution of scattered photons. The additional contribution represented by f is highly dependent on the volume size exposed to the X-ray source. It is thus particularly important in cone-beam computed tomography (CBCT) [27] where the exposed volume is much larger than in helical fan-beam CT. The increased solid angle of CBCT flat panel detectors also increases the probability of a photon scattering towards the detection system. The scatter noise in such systems, measured as the ratio of the fluence of scattered photons to that of primary photons (photons that go straight through the subject) is called the scattered-to-primary ratio (SPR). The SPR can reach values higher than 100% for body imaging. At this level, scatter noise halves the CNR and a 4-fold higher dose is required to mitigate its effects [70]. Scatter noise also generates cup and streak artifacts in reconstructed images and causes inaccuracies of the reconstructed attenuation coefficient up to 30% with SPRs over 100%, preventing quantification of material densities in absolute Hounsfield units [41].

Therefore, CBCT is mostly used clinically for imaging small volumes like the head, extremities, or in dental imaging [51] where the level of scattered radiation is not optimal but is still manageable.

Resolving the issue of scatter noise in CBCT is of high interest to the CT imaging field since CBCT systems produce a 3D image using a single rotation, reduce the dose [13], increase the longitudinal spatial resolution, and leads to simpler designs. For instance, CBCT allows for the design of C-arms, which are particularly useful in interventional radiology to quickly produce an image during surgery without moving the patient [49]. Multiple approaches have been proposed to reduce the negative effects of scatter noise,

both during measurements (scatter rejection) or after (scatter correction). Scatter rejection techniques focus on reducing the SPR by limiting the amount of scattered radiation hitting the detector, usually with anti-scatter grids or bow-tie filters [85]. As regards scatter correction algorithms, they use measurements or models to estimate the scatter noise and correct the attenuation coefficients during reconstruction. These techniques have not yet allowed to image larger volumes, and may have undesired side-effects such as reduced detection efficiency and increased acquisition time or dose [39], [65]. For a review of those techniques, the reader is referred to the papers of Rührnschopf and Klingenberg 2011, 2011.

Energy measurement of single photons is extensively used in positron emission tomography (PET) to remove scattered photons and in spectral CT to identify contrast agents, improve CNR [26], and reduce beam hardening and associated artifacts [56]. However, single photon energy measurements are unable to provide sufficient information on photon scattering in CT since X-ray tubes emit a continuous spectrum from 20 keV up to 140 keV or more. At those energies, Rayleigh scattering is also more prevalent, and must be considered in any scatter noise reduction approach [33].

Recently, time-of-flight (TOF) measurements have gained popularity in PET thanks to sensors, photodetectors and electronics improvement. TOF measurements are used to circumscribe the annihilation location into the tube-of-response volume, which in turn improves the SNR and CNR of the image [73] along with an impact on the scanner sensitivity. Ultimately, a coincidence time resolution of 10 ps full width at half maximum (FWHM) could lead to PET imaging without any need of an image reconstruction algorithm [38].

A new avenue to significantly improve CT as regards to scatter noise is proposed herein. It is inspired by PET and time-domain diffuse optical tomography [8],[55],[54], and relies on the TOF measurement of individual X-ray photons to gain information on their path length inside the volume-of-interest. Primary photons have a predictable TOF since they travel in a straight line from the source to the detector. Since Compton and Rayleigh scattering lead to longer TOFs, the measurements thereof can therefore be used to identify photons that have suffered scattering events. TOF information allows removing both Compton and Rayleigh scattering noise directly at the detection level, thus improving the CNR at the same dose over conventional cone-beam CT, and removing inaccuracies in attenuation coefficients.

This paper is divided as follow. The next section describes the TOF-CT principle followed by the material and methods for proof-of-concept based on simulations and experimental measurements. The results are presented next, completed by a discussion and a conclusion.

4.3.1 TOF-CT principle

Time-of-flight computed tomography (TOF-CT) requires a few adaptations to the usual energy integration-based CT. In particular, it requires an ultrashort pulsed X-ray source in place of a continuous source, along with low timing jitter photodetectors. Fast real-time embedded electronics with low timing jitter can then be resorted to for synchronizing the pulsed X-ray source and photodetectors, in order to manage millions of events per second. Synchronization is necessary to be able to single out the X-ray primary photons and reject photons with longer travel paths.

Multiple implementations of readout electronics can, in principle, be designed depending on the level of signal processing implemented directly into the photodetector front-end electronics. For instance, if each photodetector incorporates a time-to-digital converter with low enough timing jitter, the pulsed X-ray trigger time can then be subtracted from the individual timestamp of every photon to obtain the TOF as in figure 4.1(a). A much simpler scheme is shown in figure 4.1(b), whereby a trigger is used to generate a time window accepting photons based on their TOFs. Photons outside the window (or gate) are simply discarded. This approach plays the role of an anti-scatter collimator without loss of photon detection efficiency.

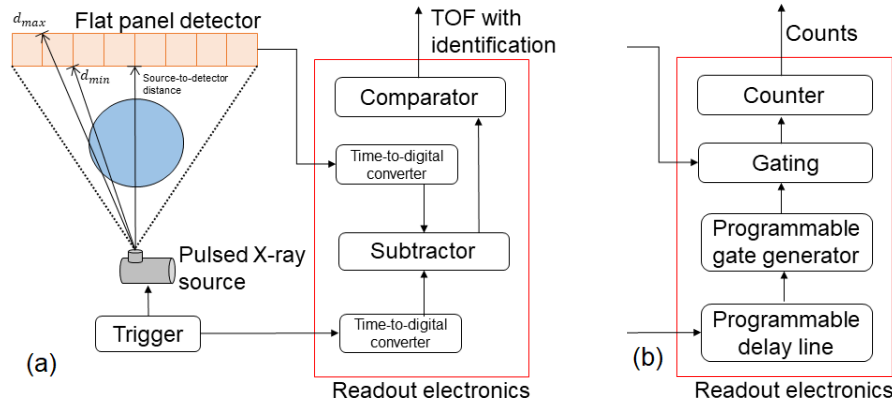


Figure 4.1 Two examples of TOF-CT implementations (a) with timestamps and (b) with gating.

Both implementations can be used for TOF scatter rejection (TSR). This novel algorithm checks, during the scan, if the following condition is met :

$$\frac{d_{min}}{c} - \epsilon < T_{detection} - T_{emission} < \frac{d_{max}}{c} + W, \quad (4.2)$$

where $T_{detection}$ is the detection time, $T_{emission}$ is the emission time (source trigger time), d_{max} and d_{min} are respectively the maximum and minimum distances from the X-ray source to the detector pixel in which the photon is detected (shown in figure 4.1(a)). Here c is the speed of light in vacuum, W and ϵ determine the limits of the acceptance time window for the late and the early photons respectively; W and ϵ are introduced to take into account the effects of timing jitter in the system.

This work studies the timing behaviour of scattered photons in cone-beam CT in order to identify requirements for further investigations on TOF-CT as a mean to reduce scatter noise. It shows that TOF can be exploited as described to reduce scatter noise in CT and ultimately improve image quality or reduce radiation exposure. However, numerous challenges to overcome before any clinical application of TOF-CT may be considered are highlighted by this work,

4.4 Material and methods

4.4.1 Common simulation setups

To evaluate the principle formulated in the previous section, it is required to assess if the scattered photons have a TOF significantly longer than primary photons, how good a discrimination can be achieved and how this discrimination impacts the image quality.

The Monte Carlo simulator GATE [32] was used to simulate a cone-beam computed tomography (CBCT) scanner with a flat panel detector. The processes for the photoelectric effect, Compton scattering, Rayleigh scattering, electron ionization, bremsstrahlung and multiple scatterings were activated. The simulated system was designed to mimic the system used by Siewerdsen & Jaffray [70] in order to have a comparison for scatter noise magnitude and adverse effects.

In every simulation, a point source emits photons in an isotropic circular cone pattern towards a square flat panel array of square detectors. To avoid adding to the results the effects of beam hardening, which are similar to those of scatter noise, the simulated beam is monochromatic. Using a polychromatic source yields results equal to the weighted average of the results from monochromatic sources at every energy. No energy measurements were done on individual photons, but those below 10 keV were automatically discarded with an energy threshold.

Photons were classified as single Rayleigh scattered, single Compton scattered, multiple scattered, or primary according to their travel path in the phantom only; an information

provided by the simulator. Since the simulator does not provide information on scattering outside the phantom and detectors, the entire system was placed in a vacuum to avoid scattering outside of those volumes. This approximation does not affect the results as air does not significantly scatter X-ray photons. Photons that scattered in the detectors are treated as primary since most of them were not detected outside of the pixel in which they scattered. However, this led to a few primary photons having longer paths than expected for an unscattered photon. For this reason, all photons that scattered in the detectors were removed from the TOF histograms.

4.4.2 Reference setup

The phantom was located 103 cm away from the source and a 256×256 array of $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ pixels detector was located 62 cm behind the phantom. This reference setup is shown in figure 4.2.

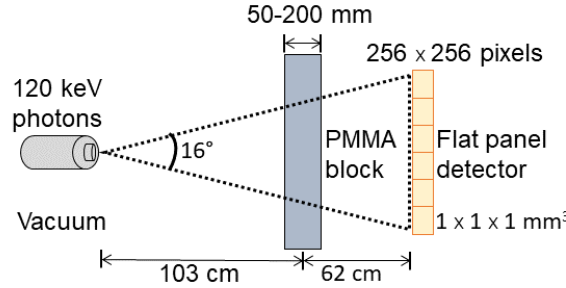


Figure 4.2 Reference setup for single projection simulations.

The histograms were produced using ROOT [12] and have at least 500 bins. Before the simulation, the expected TOF is computed for each detector pixel by taking the maximum flight distance between the source and the back of the pixel. This value was removed from the measured TOF to retrieve the delay between expected and primary photons. Considering the high number of photons simulated (~ 35 millions), the results are considered statistically significant.

The SPR is computed as follows :

$$SPR = \frac{N_{scattered}}{N_{primary}}, \quad (4.3)$$

where $N_{scattered}$ is the number of scattered photon detected and $N_{primary}$ is the number of primary photon detected. This method yields higher SPR than in previous studies on scatter noise which used mostly energy integration CT. In energy integration CT, scattered photons are weighted less than primary photons because of the loss of energy

caused by Compton scattering. In photon counting CT without energy measurements, as implemented here, every photon have a equal weigth in the measurements. This is an important factor to consider when comparing scattering noise in photon counting CT versus in energy integration CT.

Both the time of emission and the time of detection provided by the simulator were used to measure the TOF of each photon and mimic a pulsed X-ray source. GATE was configured to compute the time of detection according to the timestamp of the first event in a specific pixel associated with a single photon. For each pixel, an expected TOF for a primary photon, based on the maximum expected travel time, is computed by dividing the maximum travel distance between the source and the back of the pixel by the speed of light in vacuum.

4.4.3 Timing behavior of scattered photons

The first part of the study focuses on the timing behaviour of scattered photons in CT. Specifically, the delay between the scattered photons and the primary photons is simulated to validate the feasibility of using TOF to separate them. The difference between scattering processes (Rayleigh, Compton and multiple) is evaluated with a 200 mm thick PMMA block representing the scattering from an human abdomen. In this simulations, the source emits a 120 keV cone of X-rays with an 16° angle.

The expected TOF for a primary photon was removed from each scattered photon actual TOF to generate a histogram of the delay of scattered photons in comparison with primary photons for Rayleigh, Compton and multiple scattering.

4.4.4 Influence of the object thickness

The material thickness between the source and detector influence the proportion of each of the scattering processes, and thus the timing response. The same setup than in the previous section was used with 50, 100, 150 and 200 mm thick blocks of PMMA covering the entire field of view of the source to generate different levels of scattering noise. Those phantoms are used to represent measurements on different parts of the human body. In clinical applications of CBCT, the volume-of-interest should not cover the entire field of view of the source, therefore the scattering noise measured for a specific phantom thickness is higher than what is expected in clinical use. Once again, the SPR was computed and a histogram of the delay between scattered and primary photon was computed.

4.4.5 Influence of photon energy

Photon energy is expected to influence the timing response of the system because it changes the proportion of Rayleigh, Compton and multiple scattering.

Simulations were produced using covering the entire range of X-ray imaging (20, 40, 60, 80, 100 and 120 keV). In each case the reference setup in figure 4.2 was used with a 100 mm thick PMMA phantom. The SPR was computed as in the previous sections and a histogram of the delay between the expected TOF and the actual TOF of scattered photons is computed.

4.4.6 Influence of source-to-detector distance

The source-to-detector distance is also expected to influence the timing response since the difference between the expected TOF for a primary photon and the actual TOF of scattered photons is smaller in smaller systems for an equal scattering angle.

Simulations were produced using 1653, 1200, 800, 500 and 250 mm source-to-detector distance. In each case the reference setup in figure 4.2 was used with a 100 mm thick PMMA phantom. In addition, the number of pixels in the detector array was also reduced to have a constant solid angle in all systems as the solid angle strongly influence the number of scattered photons detected. The data were analysed as in the previous sections.

4.4.7 Discrimination quality

The same simulation setups with the same phantoms were used to evaluate how good a discrimination is achievable between the scattered and primary photons at different level of scattering noise once the timing jitter of the system is considered. To do so, the effect of the timing jitter of the whole system, including the pulse width of the source, is added to the time of detection. The timing jitter is always assumed to be Gaussian shaped. The reference setup (figure 4.2) was simulated with timing jitters of 0, 10, 100, 200, 500 and 1000 ps FWHM. The energy and source-to-detector setups were also simulated with a 100 ps time jitter to confirm that the discrimination quality follows the same pattern than the timing response. GATE was modified to output the scattering angle of the photons to give an appreciation of the remaining photons in term of scattering angle.

The TSR algorithm is applied after the simulation, removing every photons that failed to arrive before the maximum expected TOF for a primary photon plus the chosen threshold W for late photons. The total timing jitter is assumed to be Gaussian shaped and W is

set as to accept up to 3 standard deviations, to remove less than 0.03% of all primary photons. Since the simulation setup prevents photons from arriving before the expected time window, the left part of equation 4.2 was not implemented. The SPR is then computed on the remaining photons and a comparison is done to the initial SPR.

4.4.8 TSR window size selection

A study of the influence of the effect of the window size was done using the reference setup (figure 4.2) with a time jitter of 100 ps. To obtain the SPR according to the selected window size, the cumulative histogram of the number of scattered photons according to the TOF was divided by the cumulative histogram of primary photons. To evaluate the proportion of removed primary photons for a given window size, the reverse cumulative histogram of primary photons according to the TOF was computed.

4.4.9 Image quality improvements

A 360° acquisition of a 288 mm wide water cylinder with two cylindrical bone inserts was simulated to evaluate the effects of reducing the SPR using TSR on image quality. Since scattering noise is known to reduce contrast, increase inaccuracies and generate cup artifacts, those three parameters were evaluated. An estimation of the impact on the radiation exposure was also performed. The detector system was a 256×256 array of $2 \times 2 \times 1 \text{ mm}^3$ pixels. The pixel were doubled in size to reduce simulation time. This does not have an effect on timing and TSR. The source emits a monochromatic beam of 100 keV photons in a 26° cone. The source-to-detector distance and the distance between the source and the center of the phantom are respectively 165 and 103 cm (figure 4.3).

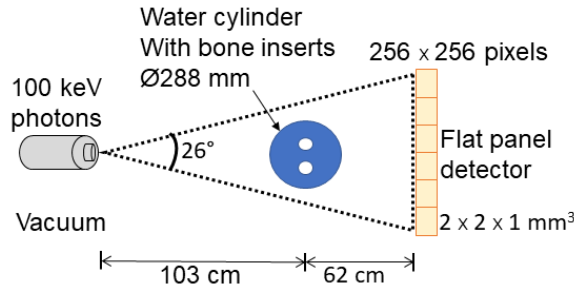


Figure 4.3 Setup for water cylinder simulations.

The water cylinder has a radius of 144 mm and the two bone inserts are located 36 mm from the center and have a radius of 24 mm (figure 4.4). All three cylinders have a height of 240 mm. The shape of the phantom mimics the one used by Siewerdsen & Jaffray [70].

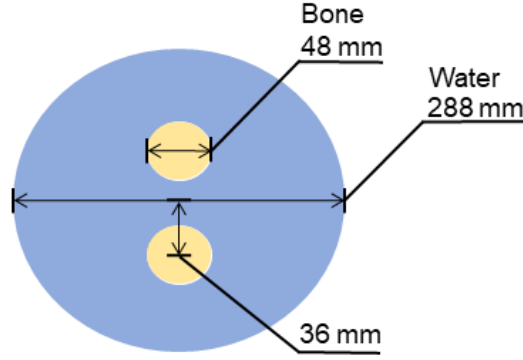


Figure 4.4 Phantom used for image quality assessment simulations.

Another simulation was realized using the same parameters and phantom but without both bones inserts in order to evaluate accuracy and the cup artifact.

TSR was implemented and applied as described in section 4.4.7. The image was reconstructed with the FDK [24] algorithm provided in the RTK library [62]. The sinogram was normalized to the number of emitted photons and the sensitivity of the detectors, but no other correction was done on the sinogram or the image. The sensitivity was obtained in a simulation without a phantom by dividing the number of detected photons by the number of emitted photons.

The contrast was computed by measuring the difference between the mean attenuation value of one bone insert (μ_{Bone}) and a part of the water cylinder nearby (μ_{Water}). The contrast is then divided by the statistical noise of the same part of the water cylinder (σ_{Water}), measured as the standard deviation of the same area of the water cylinder to obtain the CNR as follows :

$$CNR = \frac{\mu_{Bone} - \mu_{Water}}{\sigma_{Water}}. \quad (4.4)$$

The SNR was computed by dividing the mean measurement by the standard deviation of a portion of the water cylinder following this equation :

$$SNR = \frac{\mu_{Water}}{\sigma_{Water}}. \quad (4.5)$$

The image was reconstructed multiple times with a different fraction of the photons of the original image until the CNR obtained after TSR was the same than before TSR at the full dose to assess the possible dose reduction using TSR.

Cup artifacts were evaluated using [70] :

$$t_{Cup} = \frac{\mu_{Edge} - \mu_{Center}}{\mu_{Edge}}, \quad (4.6)$$

where t_{Cup} is the cup artifacts magnitude, μ_{Edge} is the mean attenuation of the water cylinder near the edge and μ_{Center} is the mean attenuation of the water cylinder at the center.

Inaccuracies were evaluated using [70] :

$$\Delta = \frac{\mu_{Water} - \mu_{Expected}}{\mu_{Expected}}, \quad (4.7)$$

where Δ is the inaccuracy magnitude, μ_{Water} is the mean attenuation of the water cylinder and $\mu_{Expected}$ is the expected attenuation of the water taken from the NIST database on X-ray attenuation [31].

To highlight the difference in attenuation measurements (accuracy and cup artifact), a line profile of both images, taken horizontally in the center of the central slice was produced and compared with the expected attenuation for water and bones.

Specifically for the water cylinder the SPR is measured as the ratio of the number of photons that scattered to the number of primary photons detected in the pixels at the center of the detectors. Since the cylinder does not cover the entire field of view of the source, the pixels on the sides of the array receive much more primary photons than scattered photons. Using them in the computation would yield an innacurate estimation of the scatter noise.

A CNR equivalent dose is found by reducing the amount of photons used in the reconstruction until the CNR of image with TSR is equal to the CNR of the original image at full dose. This gives an estimation of the expected radiation exposure reduction using TSR.

4.4.10 Experimental proof-of-concept

The experimental setup, shown in figure 4.5, used a pulsed X-ray source (model N5084 from Hamamatsu) with a 71 ps pulse width FWHM, excited with a pulsed laser synchronized with an oscilloscope through an external trigger. The source and the photodetector,

a $3 \times 3 \text{ mm}^2$ silicon photomultiplier (model S13360-050PE from Hamamatsu) with a $3 \times 3 \times 0.2 \text{ mm}^3$ LYSO :Ce crystal were in a light-tight enclosure. The detector was placed 38 cm in front of the X-ray window. The N5084 is the only commercially available X-ray source that has a pulse narrow enough for TOF measurements. However, most of the emitted photons have an energy below 15 keV which make it impossible to generate a mix of scattered and primary photons comparable with conventional CT. At this energy, the photoelectric absorption is so prevalent that any significant scattering volume absorbs all photons. On the other hand, a phantom small enough to let some of the photon through does not scatter enough photon to have an impact on the measurements. Therefore, this setup is used to validate the concept of TOF-CT by showcasing that there is indeed an observable difference between the TOF of scattered photons and primary photons even though it is impossible, with such a low energy source to apply TSR.

A first data acquisition run served to measure the time between the trigger and the detection of primary photons. Then, a 4 cm thick block of aluminum was inserted as a beam-blocker to prevent photons to follow a ballistic path from the source to the detector. Thus, detected photons were forced to scatter on the enclosure which was 10 cm from the center of the X-ray path. The expected flight distance increment for scattered photons around the aluminum block range from 8 to 14 cm. The X-ray source was driven with 40 kV and 5 nA for 1 hour (without beam-blocker) and 36 hours (with beam-blocker) to retrieve enough photons. The readout electronics is described in [28] with similar data acquisition scheme.

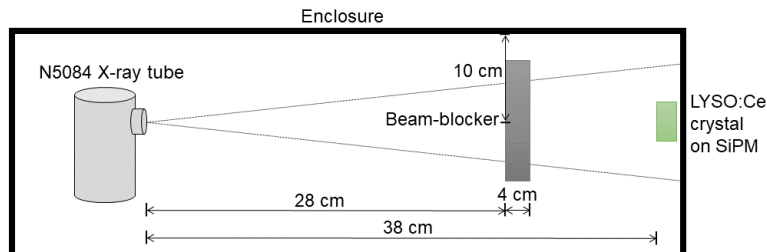


Figure 4.5 Setup of experimental proof-of-concept experiment.

The time of detection was measured using a simple leading edge discriminator. The area over the threshold was used to estimate the energy. This estimation was used to eliminate double detection and dark counts from both acquisition. Then a histogram was produced and fitted with a Landau distribution, which reproduced well the shape of the data.

Our acquisition scheme leads to earlier detection for higher energy photons. To ensure that the TOF difference is observable at every energy, the photons are also divided based on

their estimated energy in bins of 1 keV and the mean timestamp of each of those groups is compared between the two acquisitions.

4.5 Results

4.5.1 Timing behavior of scattered photons

The TOF delay of scattered photons in comparison to primary photons is studied first to validate it is within a measurable range for actual detectors.

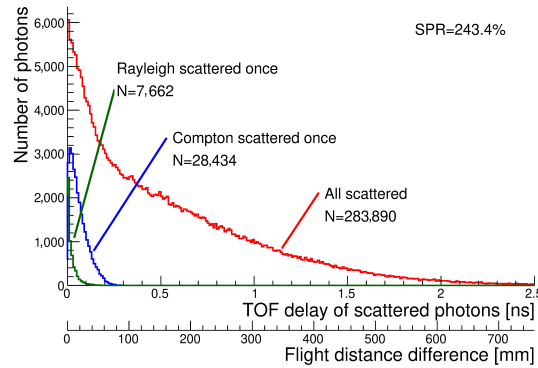


Figure 4.6 TOF delay of detected scattered photons according to the different scattering processes in a 200 mm thick PMMA phantom. The horizontal axis also reports the delay in terms of travel distance. 35 millions photons were emitted and the SPR is 243.3%.

Figure 4.6 demonstrates that most (89% in this case) of the late photons (>200 ps) scatter more than once. Photons scattered only once are detected significantly earlier, especially those that underwent Rayleigh scattering, in accordance with the expected mean scattering angle which is lower for Rayleigh scattering than for Compton scattering at the same energy.

4.5.2 Influence of the object thickness

As seen in figure 4.7, increasing the phantom thickness (thus the scattering volume) yields a higher proportion of photons that scattered more than once, increasing the median TOF. As calculated from the data shown in figure 4.7, the median TOF delay increases from 82 ps to 400 ps when the phantom thickness increases from 50 to 200 mm.

4.5.3 Influence of photon energy

Figure 4.8 depicts cumulative histograms (normalized) of the TOF delays for X-ray energies from 20 to 120 keV. These histograms demonstrate that higher energies generate

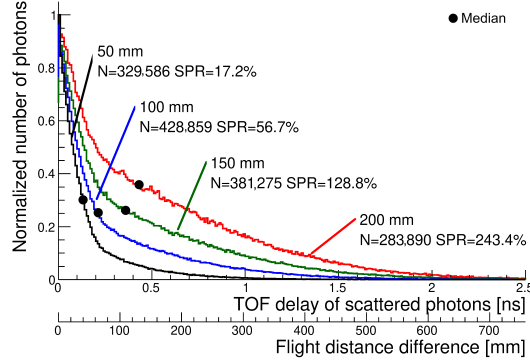


Figure 4.7 TOF delay of detected scattered photons with phantoms of varying thicknesses from 50 to 200 mm. The horizontal axis also reports the delay in terms of travel distance. The number N of all photons that scattered in the phantoms and the SPR are shown. N is not constant because of two competing factors : with increasing thickness the proportion of scattered photons increases as shown by the SPR, but the total number of photons reaching the detector decreases because of absorption.

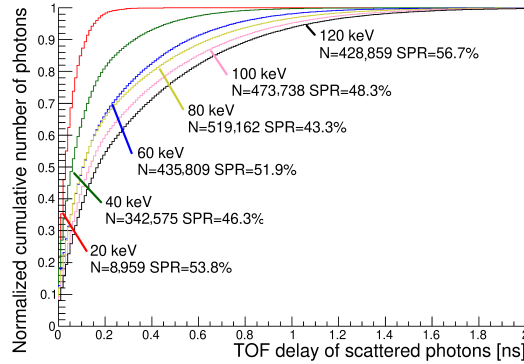


Figure 4.8 Cumulative histograms of the TOF delays of detected scattered photons according to incident photon energy with a 1653 mm source to detector distance and a 100 mm thick PMMA phantom. The number N of all photons that scattered in the phantoms and the SPR are shown. With varying energies, the proportion of Rayleigh scattering, Compton scattering, multiple scattering and absorption and detection efficiency vary, affecting both N and the SPR.

longer delays owing to more multiple scatters. Lower energies lead to smaller delays (figure 4.8) because the proportion of Compton scattering over Rayleigh scattering increases significantly with energy, and, as shown in figure 4.6, Compton scattering has a longer profile than Rayleigh scattering since the mean scattering angle of Compton scattering is significantly larger than that of Rayleigh scattering at the same energy. Also, Compton scattering generates proportionally more multiple scattered photons because photons losing energy from Compton scattering have a higher chance to scatter again compared to photons that keep their initial energy as in Rayleigh scattering. In a 50 mm thick phan-

tom at 20 keV, the proportions of Rayleigh scattered once, Compton scattered once and multiple scattered photons are 66%, 12.8% and 21.2% respectively, while 9.5%, 37.9% and 52.5% are found at 120 keV. Using a polychromatic source yields results equivalent to the weighted sum of the contribution obtained at every energy with a monochromatic source.

4.5.4 Influence of source-to-detector distance

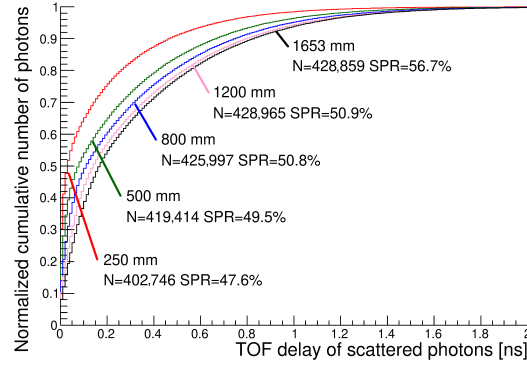


Figure 4.9 Cumulative histograms of the TOF delays of detected scattered photons according to the source-to-detector distance with 120 keV incident photon energy and a 100 mm thick PMMA phantom. The number N of all photons that scattered in the phantoms and the SPR are shown.

Since most of the increased travel path is caused by multiple scattering in the phantom, source-to-detector distance impacts the profiles (figure 4.9) less significantly than energy. Smaller diameters TOF-CT systems designed to image smaller volumes will have a harder time discriminating between scattered and primary photons, but since scatter noise is highly dependent on the exposed volume, they are less subject to heavy scatter noise.

The results presented thus far show that the delay of scattered photons is in the range of tens of picoseconds at every relevant energies and source-to-detector distance. This allows for measurement of such delays with techniques that are within reach with current technology [28]. The present work thus confirms the feasibility of TOF-CT preliminary measurements with state-of-the-art detectors.

4.5.5 Discrimination quality.

Figure 4.10 shows the magnitude of scatter noise before and after applying TSR with timing jitters from 0 to 1000 ps FWHM. Even with a total timing jitter of 1000 ps FWHM, improvements can be observed in the reference system at 100 keV.

Figure 4.10 demonstrates that reducing the total timing jitter improves the SPR until reaching 10 ps where it becomes marginal. With a timing jitter of 100 ps FWHM, it is

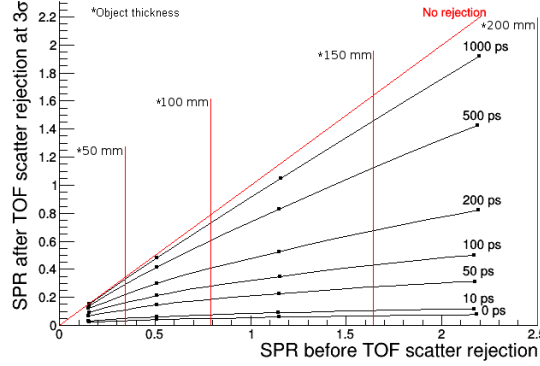


Figure 4.10 SPR after TSR according to initial SPR for timing jitters from 0 to 1000 ps FWHM. Increasing levels of initial SPR were generated using varying phantom thicknesses from 50 to 200 mm.

possible to remove a majority of the high energy scattered photons. This measurement can be achieved at 100 keV using state-of-the-art PET detectors [28]. As an example, the SPR decreases from 50% to 22% with a 100 mm thick phantom and from 215% to 51% with a 200 mm phantom. At 10 ps, the scatter noise is almost entirely removed, reaching values under 10% even with initial SPRs greater than 200%. As expected, other simulations have shown that the achieved SPR worsens with lower energies and smaller source-to-detector distances. In the simulated system, TSR removes a majority of photons scattered with an angle greater than 22° with a timing jitter of 100 ps FWHM. For a timing jitter of 10 ps, the majority of photons scattered with an angle greater than 8° can be removed.

4.5.6 TSR window size selection

The discrimination quality is highly dependent on the chosen time window. Simulations with increasing timing jitter shows that the TOF distribution of scattered photons does not significantly change for timing jitters between 0 and 100 ps FWHM. However, the distribution of the primary photons changes enough to impact the performance of the discrimination between scattered and primary photons. Therefore, the window for the TSR algorithm must be carefully selected according to the need between reduction of scatter noise and reduction of statistical noise which is inversely proportional to the square root of the number of detected photons. A narrower window removes more primary photons, thus increasing statistical noise. However, this also removes more scattered photons, thus reducing the effects of scatter noise.

Figure 4.11 shows the SPR and the fraction of primary photons removed according to the selected value for W (equation 4.2) with a timing jitter of 100 ps FWHM in our modelled system. This value can be chosen just before image reconstruction to optimize the SNR

and CNR for a specific application, but this requires the system to handle much more data than applying the window directly in the detector's readout circuit. In this case, in which a timing jitter of 100 ps FWHM was added, W can have a negative value since photons can be detected earlier than expected because of the timing jitter.

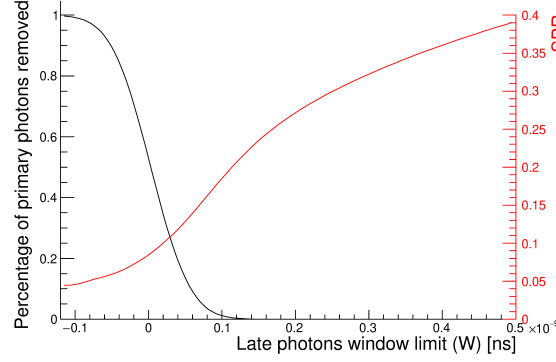


Figure 4.11 SPR and fraction of discarded primary photons according to W .

In this study, W is selected so as to accept up to 3 standard deviations of the total timing jitter. Therefore, better discrimination than shown in figure 4.10 is obtainable if a small increase in statistical noise is acceptable.

4.5.7 Image quality improvements

As shown in figure 4.12, when applying TSR with no timing jitter the SPR decreased from 296% to 4%. Similar results are obtained with a jitter of 10 ps FWHM. The CNR increased by 110% and the cup artifact, measured in another simulation of the water cylinder without the inserts, is reduced from 24.7% to 0.8%. This reduction can also be observed in the horizontal line profiles located at the center of the reconstructed images (figure 4.13). The inaccuracy of the attenuation values, inherent to scatter noise, is also reduced from -26.3% to 0.8% (figure 4.13 green vs blue and red lines). While the CNR is increased as just discussed, which is the benefit of the approach proposed here, removing photons from the reconstruction process, even scattered photons, increases the voxel noise by 75%. In an image reconstructed with 25% of the dose used in figure 4.12, the CNR after TSR is the same as that of the original image at a full dose, and the cup artifact is still reduced, but photon deprivation artifacts appear. The adverse effects of scatter noise measured fit with those obtained by Siewerdsen2001Cone-beamScatter with a similar phantom. In addition, the reduction of adverse effects shown here matches with what is expected at the level of scatter noise obtained after TSR.

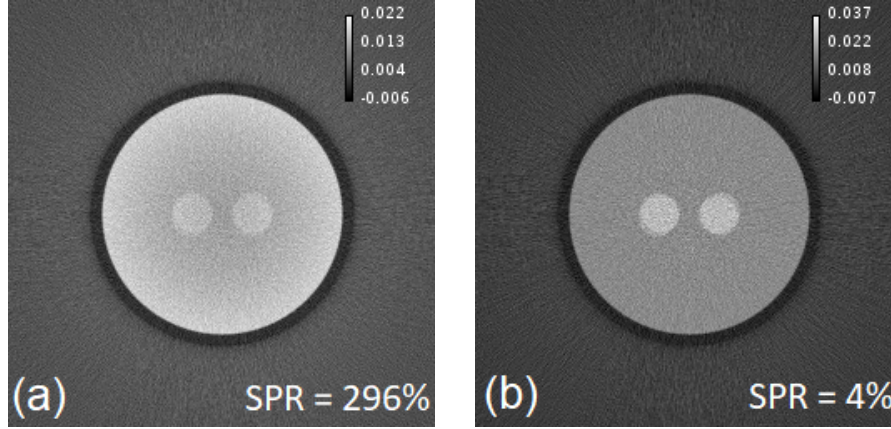


Figure 4.12 Slice of a reconstructed 3D image of a simulated water cylinder with two bone inserts : (a) before TSR (SPR = 296%) and (b) after TSR (SPR = 4%). The pixel values indicate reconstructed attenuation values in mm^{-1} .

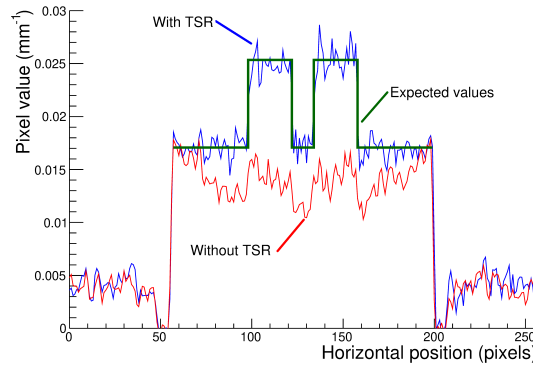


Figure 4.13 Horizontal line profiles of the reconstructed slices of figure 4.12.

4.5.8 Experimental proof-of-concept

An experiment was conducted to confirm the feasibility of observing TOF differences between scattered and primary photons. The most probable value (MPV) of the TOF with the beam-blocker is found to be 389 ps later than the MPV without the beam-blocker. This value corresponds to an increase of travel path of 118 mm that fits with the expected travel path increase from ~ 8 to ~ 14 cm needed to go around the beam-blocker by scattering on the X-ray enclosure. Time was measured using a threshold on the leading edge of the SiPM output [28]. Because of this measurement technique, photons with higher energies are detected earlier because the electric pulse slope is proportional to the photon energy. However, a similar delay for scattered photons is observed at all energies (figure 4.14(c)).

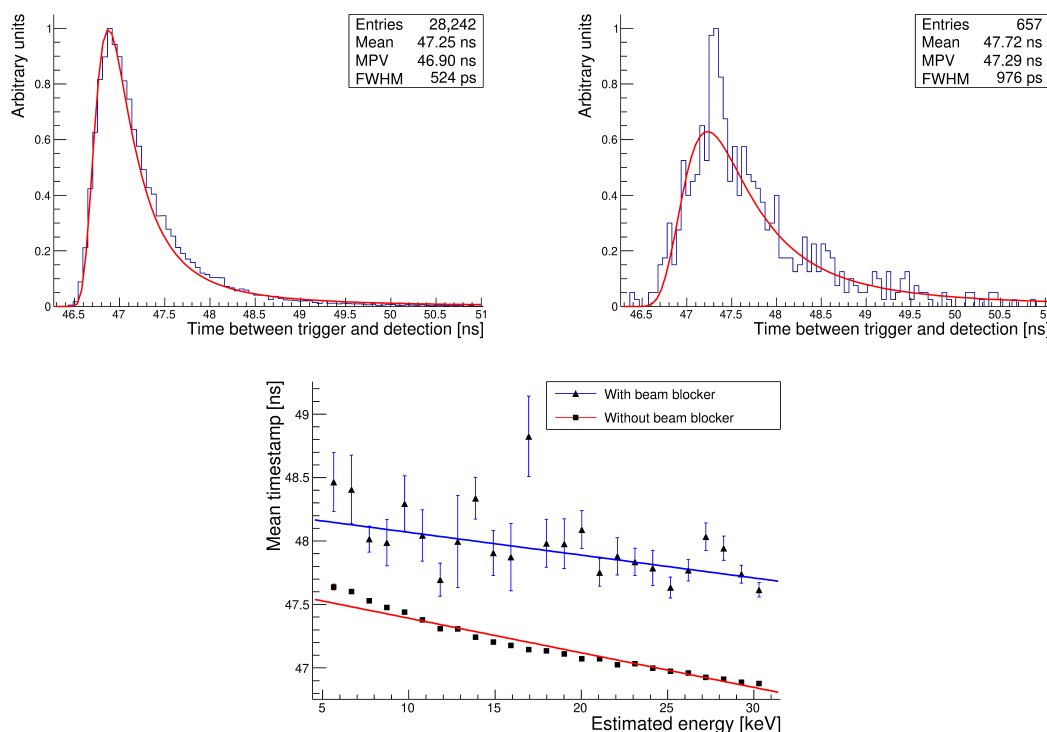


Figure 4.14 Histograms of the delays between trigger and detection : (a) without beam-blocker, (b) with beam-blocker, and (c) mean timestamp per estimated photon energy.

Those results highlight the feasibility of measuring the delay of scattered photons in comparison with primary photons both in simulations and experimentally. The order of magnitude, in the tens of picoseconds at every relevant energy and source-to-detector distance, allows for measurements with techniques within reach. Even with a 100 ps timing jitter, it is possible to remove more than half of scattered photons. Reducing timing jitter down to 10 ps unlocks the possibility to almost completely remove scattered photons from the acquired data and negating the adverse effects of those photons on image quality and X-ray dose exposure.

4.6 Discussion

The statistical differences between scattered and primary photons are significant enough to be measured and exploited in CT imaging systems with state-of-the-art detectors at reach. As presented earlier, reaching 10 ps of total timing jitter could almost entirely eliminate the scatter noise problem in CBCT and allow imaging of large volumes, especially since TSR demonstrated its capability to identify multiple scattered photons from larger volume such as the human abdomen. Even in systems for which it is not possible to completely

mitigate the effect of scatter noise with TSR, scatter correction algorithms can reduce the effects of the remaining scattered photons. The quality of these algorithms could even be improved by adding the measured scattered photons in their estimation.

The results highlight numerous challenges to design a TOF-CT scanner. These challenges are similar to those already identified for TOF-PET, notably regarding high-speed data acquisition and low jitter detectors. Many techniques can be adapted from TOF-PET in order to reach the needed performance for TOF-CT. The experiment presented in this study confirms the capability of using state-of-the-art scintillators such as LYSO, developed for TOF-PET, to measure TOF of photons for energy within the CT energy range. At 511 keV, a single photon time resolution (SPTR) of less than 90 ps was achieved with LYSO [28]. However, the SPRT degrades at lower energies, therefore new scintillators will have to be considered in order to reach similar resolution at 100 keV. Recent application-specific integrated circuits (ASICs) have already been able to reach a timing jitters close to 10 ps. 3D integrated photodetectors and readout circuits are near to reach both sufficient efficiency and timing jitter for both TOF modalities [47].

Since the pulse width of the X-ray source contributes to the total timing jitter in quadrature to the timing performance of the detection system, its performances in terms of jitter and pulse width must, ideally, at least equal that of the detection system. The tube used in this study has a pulse width narrow enough for a good discrimination, but improvements are required to allow using TOF-CT at its limits. Similarly, the focal spot size of the X-ray source also affects the performance of the TSR algorithm, but X-ray sources usually have a focal spot much smaller than the reachable flight-distance precision. In addition, the source output power and repetition rate must carefully be chosen to avoid multiple detections per pixel per pulse and minimize the scan time. As for now, no tabletop cone-beam source manages to reach both the required energy for CT and a pulse width narrow enough for TOF measurements. However, synchrotron X-ray light source can be used as a replacement for research purposes while new techniques for tabletop sources are being developed. The X-ray tube used in this study offers a pulse width narrow enough for TSR but the energy of the emitted photons is too low. However, increasing the capacity of the source to reach 120 or 140 keV should not impact significantly the time jitter.

The design of embedded electronics and of the synchronization unit for TOF-CT are highly interdependent. In standard photon counting systems, with and regardless of energy measurements, each event only increases a counter. Therefore, all the events can be processed quickly using limited digital electronics. In TOF-CT, each photon timestamp must be compared to the trigger timestamp, either with a gating system or by subtracting the

timestamps. In either case, the number of pixels in a flat panel detector for CBCT (in the tens of thousands) coupled to the required rate of events (millions per second) makes it a real challenge that could possibly be resolved using advanced 3D digital SiPMs with integrated signal processing.

The embedded electronics will also be of utmost importance to make sure adding TOF measurements in CT does not increase scan time to avoid motion artifacts. The dead time of current TOF detectors must be minimize in order to be able to increase the tube current. Using scheme such as gating, instead of outputing every timestamp, should help reduce the dead time. However, since CBCTs image all slices of the object simultaneously, the detectors do not need to be as fast as in helical photon counting CT.

4.7 Conclusion

In this paper the concept of TOF-CT is formulated in order to provide a solution to scatter noise, especially in CBCT, without using collimators that reduce sensibility. Simulations have shown that scattered photons arrived up to 2 ns later than primary photons, with 50% of the photons being detected in the first few hundred picoseconds. The proof-of-principle experiment presented in this paper demonstrated a statistical difference between the TOF of scattered and primary photons. Reaching time jitters of 10 ps, including the pulse width of the source, would allow TOF-CT to remove up to 95% of scattered photons, reducing significantly all the adverse effects of scatter noise and negating the need for a larger dose in CBCT. Moreover, this opens the possibility of using the full potential of CBCT to reduce the radiation exposure in comparison with helical fan-beam CT.

CHAPITRE 5

CONCLUSION

5.1 Sommaire

La TDM à temps de vol est une approche prometteuse pour la réduction du bruit de diffusion. Les simulations ont permis de confirmer que cette approche peut, avec un système dont la gigue temporelle ne dépasse pas 10 ps, réduire presque complètement les effets indésirables des photons diffusés vers le système de détection. Cette approche exploite la mesure du temps de vol pour identifier les photons diffusés qui ont nécessairement parcouru un chemin plus long que les photons primaires pour aller de la source au détecteur. Dans le montage simulé, le CNR a plus que doublé, ce qui équivaut à une division de la dose par quatre. Les artefacts et les imprécisions causés par le bruit de diffusion sont aussi réduits significativement. L'expérimentation réalisée dans le cadre de ce projet de recherche a confirmé que des différences dans les mesures statistiques du temps de vol des photons diffusés et primaires sont observables. Cela permet de conclure que la TDM à temps de vol est théoriquement possible, mais doit être étudiée plus en profondeur pour lever les incertitudes qui restent sur son implémentation, tout particulièrement en ce qui concerne la source de rayon X pulsée. En proposant ainsi une toute nouvelle approche en TDM, les requis de conception pour la source et les détecteurs sont sévèrement modifiés et plusieurs années de développement sont à prévoir pour un premier scanner utilisant le temps de vol.

Le premier chapitre du mémoire fait la présentation de la recherche et de son contexte. L'état de l'art en deux parties, explique d'abord, au chapitre 2, le principe de la tomodesitométrie et ces limitations. Ce chapitre conclut sur la pertinence des scanners à faisceau conique, mais soulève l'important problème du bruit de diffusion qui est présenté en détail dans le chapitre 3. Ce deuxième chapitre de l'état de l'art nous amène à conclure qu'une méthode d'élimination du bruit de diffusion sans collimation, tel que la tomodesitométrie à temps de vol, permettrait l'utilisation des scanners à faisceau conique. Finalement, le chapitre 4 présente cette technique et une preuve du concept au travers d'un article soumis au journal *Physics in Medicine & Biology*.

Le travail de recherche présentée au chapitre 4 répond à la question de recherche en présentant comment discriminer les photons diffusés par la mesure du temps de vol. Plus spécifiquement, les quatre objectifs initiaux sont atteints puisque l'algorithme de discri-

mination est défini mathématiquement, les requis du système sont identifiés, l'effet sur la qualité de l'image a été simulé et une expérimentation a permis de valider le concept de tomodensitométrie à temps de vol.

5.2 Contributions

La plus importante contribution de ce projet de maîtrise est le développement et la démonstration par la simulation de l'approche de la TDM à temps de vol pour la réduction du bruit de diffusion. Cette technique, une fois implémentée dans un scanner, permettra de réduire considérablement les effets du bruit de diffusion sans effet secondaire sur la qualité de l'image ou la dose de radiation transmise. Les résultats présentés au chapitre 5 permettent aussi de définir une base solide pour comprendre le comportement temporel des photons impliqués dans le bruit de diffusion. Ces résultats peuvent aussi servir de devis pour le développement d'un premier système utilisant cette technique.

La tomodensitométrie à temps de vol est le sujet de plusieurs contributions à la recherche dont notamment une demande de brevet provisoire aux États-Unis. Le projet fut présenté à l'automne 2018 à la *Medical Imaging Conference* de l'IEEE lors d'une présentation orale intitulée *Time-of-Flight Computed Tomography : Proof of Principle and Challenges* et par une affiche intitulée *Scatter Noise Rejection with Time-of-Flight Computed Tomography*. La présentation s'est d'ailleurs méritée le prestigieux *Christopher J. Thompson NPSS Student Paper Award* remis à la meilleure présentation de la part d'un étudiant dans cette conférence. Une autre présentation orale a été présentée en juin 2019 à la rencontre annuelle de la *Society of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*.

5.3 Travaux futurs

Compte tenu de la nouveauté de l'approche et de son état encore embryonnaire, il reste encore beaucoup de travail à faire avant la conception d'un scanner basé sur cette technique. Tout particulièrement, des études comparant la qualité de l'image obtenue avec la TDM à temps de vol dans un scanner à faisceau conique à celle obtenue avec la TDM traditionnelle avec un faisceau en éventail sont nécessaires. Il est aussi primordial d'étudier si une résolution spatiale comparable peut-être obtenue avec des détecteurs utilisables pour le temps de vol. L'utilisation de l'information des photons diffusés pour améliorer la qualité de l'image, à l'instar de ce qui se fait dans la tomographie de diffusion Compton, est aussi l'une des avenues les plus prometteuses de la TDN à temps de vol.

Évidemment, les travaux futurs sur la TDM à temps de vol devront nécessairement s'attarder sur la façon d'implémenter réellement un tel système. D'abord, une façon de générer des impulsions de rayons X d'une énergie et d'une intensité suffisante avec une gigue temporelle et une largeur minimale devra être trouvée. Des lasers pulsés et des condensateurs permettent de générer des impulsions d'électrons qui peuvent ensuite être accélérées pour générer des rayons X. Au niveau de la détection, des scintillateurs semblables à ceux utilisés en TEP peuvent potentiellement être utilisés. Cependant, leurs caractéristiques temporelles sont peu connues aux énergies de la TDM. Des études approfondies sur les scintillateurs pour TDM à temps de vol devront être faites. La TDM à temps de vol nécessite aussi le développement d'électronique temps réel qui gère plusieurs millions d'évènements par seconde avec des contraintes temporelles pour la synchronisation très serrée. La prochaine étape principale consiste à développer un banc de test qui permettra l'étude de tous ces composants.

LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] Aichinger, H., Dierker, J., Joite-Barfuß, S. et Säbel, M. (2004). *Radiation Exposure and Image Quality in X-ray Diagnostic Radiology*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- [2] Almohiy, H. (2014). Paediatric computed tomography radiation dose : A review of the global dilemma. *World journal of radiology*, volume 6, numéro 1, p. 1–6.
- [3] Altunbas, M. C., Shaw, C. C., Chen, L., Lai, C., Liu, X., Han, T. et Wang, T. (2007). A post-reconstruction method to correct cupping artifacts in cone beam breast computed tomography. *Medical Physics*, volume 34, numéro 7, p. 3109–3118.
- [4] Antoniassi, M., Conceição, A. et Poletti, M. (2012). Compton scattering spectrum as a source of information of normal and neoplastic breast tissues' composition. *Applied Radiation and Isotopes*, volume 70, numéro 7, p. 1451–1455.
- [5] Barrett, J. F. et Keat, N. (2004). Artifacts in CT : Recognition and Avoidance. *RadioGraphics*, volume 24, numéro 6.
- [6] Baydush, A. H. et Floyd, Jr., C. E. (1994). Effect of maximum likelihood-median processing on the contrast-to-noise ratio in digital chest radiography. *International Society for Optics and Photonics*, p. 586–592.
- [7] Beister, M., Kolditz, D. et Kalender, W. A. (2012). Iterative reconstruction methods in X-ray CT. *Physica Medica*, volume 28, numéro 2, p. 94–108.
- [8] Bérubé-Lauzière, Y., Crotti, M., Boucher, S., Ettehad, S., Pichette, J. et Rech, I. (2016). Prospects on Time-Domain Diffuse Optical Tomography Based on Time-Correlated Single Photon Counting for Small Animal Imaging. *Journal of Spectroscopy*, volume 2016, p. 1–23.
- [9] Boas, D., Brooks, D., Miller, E., DiMarzio, C., Kilmer, M., Gaudette, R. et Quan Zhang (2001). Imaging the body with diffuse optical tomography. *IEEE Signal Processing Magazine*, volume 18, numéro 6, p. 57–75.
- [10] Boas, F. E. et Fleischmann, D. (2012). CT artifacts : Causes and reduction techniques. *Imaging Med*, volume 4, numéro 2, p. 229–240.
- [11] Brenner, D. J. et Hall, E. J. (2007). Computed Tomography — An Increasing Source of Radiation Exposure. *New England Journal of Medicine*, volume 357, numéro 22, p. 2277–2284.
- [12] Brun, R. et Rademakers, F. (1997). ROOT — An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 389, numéro 1-2, p. 81–86.

-
- [13] Bryant, J. A., Drage, N. A. et Richmond, S. (2008). Study of the scan uniformity from an i-CAT cone beam computed tomography dental imaging system. *Dentomaxillofacial Radiology*, volume 37, numéro 7, p. 365–374.
- [14] Calvert, N., Betcke, M. M., Deacon, A. N., Gleeson, A. J., Hill, C., McIntosh, P. A., Mitchell, L. O., Morton, E. J., Ollier, J., Procter, M. G. et Speller, R. D. (2014). *Feasibility Study of Time-of-Flight Compton Scatter Imaging Using Picosecond Length X-ray Pulses* (Rapport technique 6).
- [15] Chen, L., Shaw, C. C., Altunbas, M. C., Lai, C.-J., Liu, X., Han, T., Wang, T., Yang, W. T. et Whitman, G. J. (2008). Feasibility of volume-of-interest (VOI) scanning technique in cone beam breast CT - a preliminary study. *Medical Physics*, volume 35, numéro 8, p. 3482–3490.
- [16] Chen, Y. et Yingxuan (2014). Scatter Correction for Dual-source Cone-beam CT Using the Pre-patient Grid.
- [17] Cherry, S. R., Sorenson, J. A. et Phelps, M. E. (2012). *Physics in nuclear medicine*. Elsevier/Saunders, 523 p.
- [18] Chighvinadze, T. (2014). *A Spectroscopic Compton Scattering Reconstruction Algorithm for 2D Cross-Sectional View of Breast CT Geometry*. Thèse de doctorat, University of Manitoba.
- [19] Chityala, R. N., Hoffmann, K. R., Bednarek, D. R. et Rudin, S. (2004). Region of interest (ROI) computed tomography. *International Society for Optics and Photonics*, p. 534.
- [20] Cong, W. et Wang, G. (2011). X-ray scattering tomography for biological applications. *Journal of X-ray Science and Technology*, volume 19, numéro 2, p. 219–227.
- [21] Donativi, M., Quarta, S., Cesareo, R. et Castellano, A. (2007). Rayleigh to Compton ratio with monochromatic radiation from an X-ray tube (preliminary results). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, volume 264, numéro 1, p. 189–193.
- [22] Duvauchelle, P., Peix, G. et Babot, D. (2000). Rayleigh to Compton ratio computed tomography using synchrotron radiation. *NDT & E International*, volume 33, numéro 1, p. 23–31.
- [23] Evans, B. L., Martin, J. B., Burggraf, L. W., Roggemann, M. et Hangartner, T. (2002). Demonstration of energy-coded Compton scatter tomography with fan beams for one-sided inspection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 480, numéro 2, p. 797–806.
- [24] Feldkamp, L. A., Davis, L. C. et Kress, J. W. (1984). Practical cone-beam algorithm. *Journal of the Optical Society of America A*, volume 1, numéro 6, p. 612.
-

-
- [25] Gao, H., Zhu, L. et Fahrig, R. (2010). Optimization of system parameters for modulator design in X-ray scatter correction using primary modulation. *International Society for Optics and Photonics*, p. 76222A.
- [26] Giersch, J., Niederlöhner, D. et Anton, G. (2004). The influence of energy weighting on X-ray imaging quality. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 531, numéro 1-2, p. 68–74.
- [27] Gonçalves, O., Boldt, S., Nadaes, M. et Devito, K. (2018). Evaluating the scattered radiation intensity in CBCT. *Radiation Physics and Chemistry*, volume 144, p. 159–164.
- [28] Gundacker, S., Turtos, R. M., Auffray, E., Paganoni, M. et Lecoq, P. (2019). High-frequency SiPM readout advances measured coincidence time resolution limits in TOF-PET. *Physics in Medicine & Biology*, volume 64, numéro 5, p. 055012.
- [29] Harding, G. (1997). Inelastic photon scattering : Effects and applications in biomedical science and industry. *Radiation Physics and Chemistry*, volume 50, numéro 1, p. 91–111.
- [30] Harding, G. et Kosanetzky, J. (1985). Elastic scatter computed tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 30, numéro 2, p. 183–186.
- [31] Hubbell, J. H. et Seltzer, S. M. (1996). X-ray Mass Attenuation Coefficients. *NIST Standard Reference Database 126*.
- [32] Jan, S., Santin, G., Strul, D., Staelens, S., Assié, K., Autret, D., Avner, S., Barbier, R., Bardiès, M., Bloomfield, P. M., Brasse, D., Breton, V., Bruyndonckx, P., Buvat, I., Chatziioannou, A. F., Choi, Y., Chung, Y. H., Comtat, C., Donnarieix, D., Ferrer, L., Glick, S. J., Groiselle, C. J., Guez, D., Honore, P. F., Kerhoas-Cavata, S., Kirov, A. S., Kohli, V., Koole, M., Krieguer, M., van der Laan, D. J., Lamare, F., Largeron, G., Lartizien, C., Lazaro, D., Maas, M. C., Maigne, L., Mayet, F., Melot, F., Merheb, C., Pennacchio, E., Perez, J., Pietrzyk, U., Rannou, F. R., Rey, M., Schaart, D. R., Schmidtlein, C. R., Simon, L., Song, T. Y., Vieira, J. M., Visvikis, D., Van de Walle, R., Wieërs, E. et Morel, C. (2004). GATE : a simulation toolkit for PET and SPECT. *Physics in medicine and biology*, volume 49, numéro 19, p. 4543–61.
- [33] Johns, P. C. et Yaffe, M. J. (1983). Coherent scatter in diagnostic radiology. *Medical Physics*, volume 10, numéro 1, p. 40–50.
- [34] Kienranmaher (2011). Own work, public domain.
- [35] Kurudirek, M. (2014). Effective atomic numbers and electron densities of some human tissues and dosimetric materials for mean energies of various radiation sources relevant to radiotherapy and medical applications. *Radiation Physics and Chemistry*, volume 102, p. 139–146.
-

-
- [36] Kyriakou, Y. et Kalender, W. (2007). Efficiency of antiscatter grids for flat-detector CT. *Physics in Medicine and Biology*, volume 52, numéro 20, p. 6275–6293.
- [37] Lai, C.-J., Chen, L., Zhang, H., Liu, X., Zhong, Y., Shen, Y., Han, T., Ge, S., Yi, Y., Wang, T., Yang, W. T., Whitman, G. J. et Shaw, C. C. (2009). Reduction in X-ray scatter and radiation dose for volume-of-interest (VOI) cone-beam breast CT—a phantom study. *Physics in Medicine and Biology*, volume 54, numéro 21, p. 6691–6709.
- [38] Lecoq, P. (2017). Pushing the Limits in Time-of-Flight PET Imaging. *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences*, volume 1, numéro 6, p. 473–485.
- [39] Liu, X., Shaw, C. C., Wang, T., Chen, L., Altunbas, M. C. et Kappadath, S. C. (2006). An accurate scatter measurement and correction technique for cone beam breast CT imaging using scanning sampled measurement (SSM) technique. *Proc SPIE Int Soc Opt Eng.*, volume 6142, numéro 6142, p. 6142341–6142347.
- [40] Llopart, X. et Campbell, M. (2003). First test measurements of a 64k pixel readout chip working in single photon counting mode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 509, numéro 1, p. 157–163.
- [41] Mah, P., Reeves, T. E. et McDavid, W. D. (2010). Deriving Hounsfield units using grey levels in cone beam computed tomography. *Dentomaxillofacial Radiology*, volume 39, numéro 6, p. 323–335.
- [42] Marchant, T. E., Moore, C. J., Rowbottom, C. G., MacKay, R. I. et Williams, P. C. (2008). Shading correction algorithm for improvement of cone-beam CT images in radiotherapy. *Physics in Medicine and Biology*, volume 53, numéro 20, p. 5719–5733.
- [43] Mettler, F. A., Wiest, P. W., Locken, J. A. et Kelsey, C. A. (2000). CT scanning : patterns of use and dose. *Journal of radiological protection : official journal of the Society for Radiological Protection*, volume 20, numéro 4, p. 353–9.
- [44] Neitzel, U. (1992). Grids or air gaps for scatter reduction in digital radiography : A model calculation. *Medical Physics*, volume 19, numéro 2, p. 475–481.
- [45] Ning, R., Ning, R. et Conover, D. (2008). Simplified method of scatter correction using a beam-stop-array algorithm for cone-beam computed tomography breast imaging. *Optical Engineering*, volume 47, numéro 9.
- [46] Ning, R., Tang, X. et Conover, D. L. (2002). X-ray scatter suppression algorithm for cone-beam volume CT. *International Society for Optics and Photonics*, p. 774–781.
- [47] Nolet, F., Dubois, F., Roy, N., Parent, S., Lemaire, W., Massie-Godon, A., Charlebois, S. A., Fontaine, R. et Pratte, J.-F. (2018). Digital SiPM channel integrated in CMOS 65 nm with 17.5 ps FWHM single photon timing resolution. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 912, p. 29–32.
-

-
- [48] Norton, S. J. (1994). Compton scattering tomography. *Journal of Applied Physics*, volume 76, numéro 4, p. 2007–2015.
- [49] Orth, R. C., Wallace, M. J. et Kuo, M. D. (2008). C-arm Cone-beam CT : General Principles and Technical Considerations for Use in Interventional Radiology. *Journal of Vascular and Interventional Radiology*, volume 19, numéro 6, p. 814–820.
- [50] Ottawa Heart Institute (n.d.). Computed Tomography Scan.
- [51] Pauwels, R., Araki, K., Siewerdsen, J. H. et Thongvigitmanee, S. S. (2015). Technical aspects of dental CBCT : state of the art. *Dento maxillo facial radiology*, volume 44, numéro 1, p. 20140224.
- [52] Persliden, J. et Carlsson, G. A. (1997). Scatter rejection by air gaps in diagnostic radiology. Calculations using a Monte Carlo collision density method and consideration of molecular interference in coherent scattering. *Physics in Medicine and Biology*, volume 42, numéro 1, p. 155–175.
- [53] Petersilka, M., Stierstorfer, K., Bruder, H. et Flohr, T. (2010). Strategies for scatter correction in dual source CT. *Medical Physics*, volume 37, numéro 11, p. 5971–5992.
- [54] Pichette, J., Boucher, S., Domínguez, G. B. et Bérubé-Lauzière, Y. (2014). Diffuse photon density wavefront speed as a contrast for tomographic imaging of heterogeneous diffusive media. *Optics Letters*, volume 39, numéro 7, p. 2097.
- [55] Pichette, J., Domínguez, J. B. et Bérubé-Lauzière, Y. (2013). Time-domain geometrical localization of point-like fluorescence inclusions in turbid media with early photon arrival times. *Applied Optics*, volume 52, numéro 24, p. 5985.
- [56] Rajendran, K., Walsh, M. F., de Ruiter, N. J. A., Chernoglazov, A. I., Panta, R. K., Butler, A. P. H., Butler, P. H., Bell, S. T., Anderson, N. G., Woodfield, T. B. F., Tredinnick, S. J., Healy, J. L., Bateman, C. J., Aamir, R., Doesburg, R. M. N., Renaud, P. F., Gieseg, S. P., Smithies, D. J., Mohr, J. L., Mandalika, V. B. H., Opie, A. M. T., Cook, N. J., Ronaldson, J. P., Nik, S. J., Atharifard, A., Clyne, M., Bones, P. J., Bartneck, C., Grasset, R., Schleich, N. et Billinghamurst, M. (2014). Reducing beam hardening effects and metal artefacts in spectral CT using Medipix3RX. *Journal of Instrumentation*, volume 9, numéro 03, p. P03015–P03015.
- [57] Reitz, I., Hesse, B.-M., Nill, S., Tücking, T. et Oelfke, U. (2009). Enhancement of image quality with a fast iterative scatter and beam hardening correction method for kV CBCT. *Zeitschrift für Medizinische Physik*, volume 19, numéro 3, p. 158–172.
- [58] Ren, L., Yin, F.-F., Chetty, I. J., Jaffray, D. A. et Jin, J.-Y. (2012). Feasibility study of a synchronized-moving-grid (SMOG) system to improve image quality in cone-beam computed tomography (CBCT). *Medical Physics*, volume 39, numéro 8, p. 5099–5110.
- [59] Riendeau, J. (2009). *Tomodensitométrie par comptage de photons*. Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, 86 p.
-

-
- [60] Rinkel, J., Gerfault, L., Estève, F. et Dinten, J.-M. (2007). A new method for X-ray scatter correction : first assessment on a cone-beam CT experimental setup. *Physics in Medicine and Biology*, volume 52, numéro 15, p. 4633–4652.
- [61] Rinkel, J., Gerfault, L., Estève, F. et Dinten, J.-M. (2007). Coupling the use of anti-scatter grid with analytical scatter estimation in cone beam CT. International Society for Optics and Photonics, p. 65102E.
- [62] Rit, S., Vila Oliva, M., Brousmiche, S., Labarbe, R., Sarrut, D. et Sharp, G. C. (2014). The Reconstruction Toolkit (RTK), an open-source cone-beam CT reconstruction toolkit based on the Insight Toolkit (ITK). *Journal of Physics : Conference Series*, volume 489, numéro 1, p. 012079.
- [63] Rührnschopf, E.-P. et Klingenberg, K. (2011). A general framework and review of scatter correction methods in X-ray cone-beam computerized tomography. Part 1 : Scatter compensation approaches. *Medical Physics*, volume 38, numéro 7, p. 4296–4311.
- [64] Rührnschopf and, E.-P. et Klingenberg, K. (2011). A general framework and review of scatter correction methods in cone beam CT. Part 2 : Scatter estimation approaches. *Medical Physics*, volume 38, numéro 9, p. 5186–5199.
- [65] Schafer, S., W. Stayman, J., Zbijewski, W., Schmidgunst, C., Kleinszig, G. et H. Siewerdsen, J. (2011). Antiscatter grids in mobile C-arm cone-beam CT : Effect on image quality and dose. *Medical Physics*, volume 39, numéro 1, p. 153–159.
- [66] Shikhaliyev, P. M. (2008). Computed tomography with energy-resolved detection : a feasibility study. *Physics in Medicine and Biology*, volume 53, numéro 5, p. 1475–1495.
- [67] Shikhaliyev, P. M. et Fritz, S. G. (2011). Photon counting spectral CT versus conventional CT : comparative evaluation for breast imaging application. *Physics in Medicine and Biology*, volume 56, numéro 7, p. 1905–1930.
- [68] Siewerdsen, J. H., Daly, M. J., Bakhtiar, B., Moseley, D. J., Richard, S., Keller, H. et Jaffray, D. A. (2005). A simple, direct method for X-ray scatter estimation and correction in digital radiography and cone-beam CT. *Medical Physics*, volume 33, numéro 1, p. 187–197.
- [69] Siewerdsen, J. H. et Jaffray, D. A. (2000). Optimization of X-ray imaging geometry (with specific application to flat-panel cone-beam computed tomography). *Medical Physics*, volume 27, numéro 8, p. 1903–1914.
- [70] Siewerdsen, J. H. et Jaffray, D. A. (2001). Cone-beam computed tomography with a flat-panel imager : Magnitude and effects of X-ray scatter. *Medical Physics*, volume 28, numéro 2, p. 220–231.
-

-
- [71] Silva, A. C., Morse, B. G., Hara, A. K., Paden, R. G., Hongo, N. et Pavlicek, W. (2011). Dual-Energy (Spectral) CT : Applications in Abdominal Imaging. *RadioGraphics*, volume 31, numéro 4, p. 1031–1046.
- [72] Sukovic, P. (2003). Cone beam computed tomography in craniofacial imaging. *Orthodontics & craniofacial research*, volume 6 Suppl 1, p. 31–6.
- [73] Surti, S. (2015). Update on time-of-flight PET imaging. *Journal of nuclear medicine : official publication, Society of Nuclear Medicine*, volume 56, numéro 1, p. 98–105.
- [74] Taguchi, K. et Iwanczyk, J. S. (2013). Vision 20/20 : Single photon counting X-ray detectors in medical imaging. *Medical Physics*, volume 40, numéro 10, p. 100901.
- [75] Truong, T. T. et NGuyen, K. M. (2012). Recent Developments on Compton Scatter Tomography : Theory and Numerical Simulations. Dans *Numerical Simulation - From Theory to Industry*. InTech.
- [76] Wang, X., Huang, S., Mu, B., Chen, Y. et Xu, J. (2018). Simulation on X-rays backscatter imaging based on Monte Carlo methods for security inspection. Dans Bouma, H., Stokes, R. J., Yitzhaky, Y. et Prabhu, R., *Counterterrorism, Crime Fighting, Forensics, and Surveillance Technologies II*, volume 10802. SPIE, p. 2.
- [77] Webb, S. (1988). *The physics of medical imaging*. Hilger, 633 p.
- [78] White, D. R., Booz, J., Griffith, R. V., Spokas, J. J. et Wilson, I. J. (1989). Report 44. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, volume os23, numéro 1, p. NP–NP.
- [79] Wiegert, J. et Bertram, M. (2006). Scattered radiation in flat-detector based cone-beam CT : analysis of voxelized patient simulations. International Society for Optics and Photonics, p. 614235.
- [80] Wiegert, J., Bertram, M., Schaefer, D., Conrads, N., Timmer, J., Aach, T. et Rose, G. (2004). Performance of standard fluoroscopy antiscatter grids in flat-detector-based cone-beam CT. International Society for Optics and Photonics, p. 67.
- [81] Willeminck, M. J., Persson, M., Pourmorteza, A., Pelc, N. J. et Fleischmann, D. (2018). Photon-counting CT : Technical Principles and Clinical Prospects. *Radiology*, volume 289, numéro 2, p. 293–312.
- [82] Xia, J. Q., Tourassi, G. D., Lo, J. Y. et Floyd, Jr., C. E. (2007). On the development of a Gaussian noise model for scatter compensation. International Society for Optics and Photonics, p. 65102M.
- [83] Yao, W. et Leszczynski, K. W. (2009). An analytical approach to estimating the first order X-ray scatter in heterogeneous medium. *Medical Physics*, volume 36, numéro 7, p. 3145–3156.
-

- [84] Zellerhoff, M., Scholz, B., Ruehrnschopf, E.-P. et Brunner, T. (2005). Low contrast 3D reconstruction from C-arm data. International Society for Optics and Photonics, p. 646.
 - [85] Zhang, G., Marshall, N., Jacobs, R., Liu, Q. et Bosmans, H. (2013). Bowtie filtration for dedicated cone beam CT of the head and neck : a simulation study. *The British journal of radiology*, volume 86, numéro 1028, p. 20130002.
 - [86] Zhu, L., Bennett, N. R. et Fahrig, R. (2006). Scatter Correction Method for X-ray CT Using Primary Modulation : Theory and Preliminary Results. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 25, numéro 12, p. 1573–1587.
-